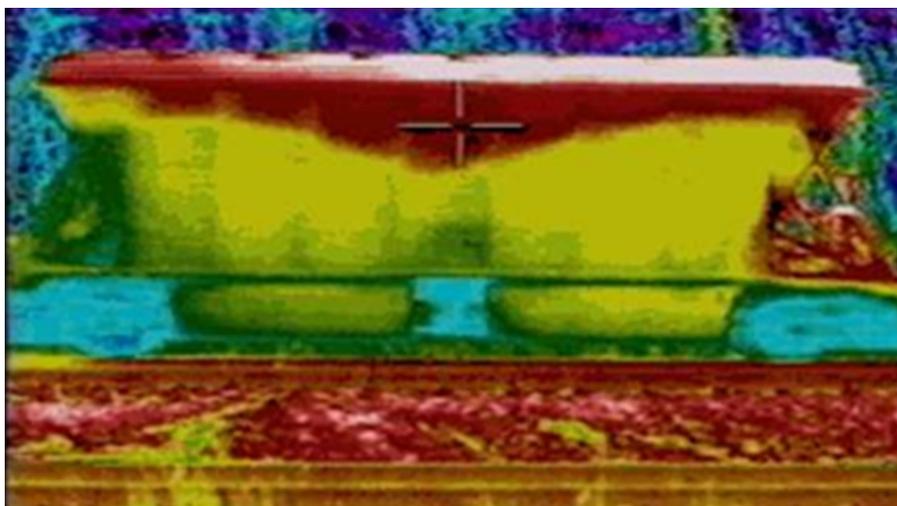


Ю.И. Белоусов, Е.С. Постников

## ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОНИКА

Часть I

### ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ



Санкт-Петербург

2019

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**Ю.И. Белоусов, Е.С. Постников**

**ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОНИКА**

**Часть I**

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ**

РЕКОМЕНДОВАНО К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ В УНИВЕРСИТЕТЕ ИТМО  
по направлению подготовки 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» в  
качестве учебного пособия для реализации основных профессиональных  
образовательных программ высшего образования магистратуры

**Учебное пособие**

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2019

УДК 621.384.3

**Белоусов Ю.И., Постников Е.С.** Инфракрасная фотоника. Часть I. Особенности формирования и распространения ИК излучения. Учеб. пособие. – СПб: Университет ИТМО, 2019. – 82 с.

**Рецензент:** Сандуленко Александр Витальевич, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»

«Пособие» опирается на современный библиографический материал, посвящённый теоретическим аспектам построения оптико-электронных приборов и на нормативные документы, регламентирующие применение ИК приборов для наблюдения и диагностики природных и антропогенных объектов. Основная задача, которая ставится перед «Пособием» – служить связующим звеном между разработчиками ИК приборов дистанционного зондирования и непосредственными пользователями этих приборов, осуществляющими выявление смысловой информации из результатов тепловизионного наблюдения при решении конкретных задач разных ступеней сложности в военном деле, в медицине, экологическом мониторинге и в промышленности. Особое внимание уделено выявлению связи приборных погрешностей, методических ошибок и фоновых помех с ошибками и погрешностями в интерпретации наблюдаемых данных и вероятностью принятия оператором неправильных решений. В общем виде такие связи прослеживаются достаточно очевидно, однако профессиональная направленность «Пособия» состоит в расстановке приоритетов и оценках удельного вклада каждого из источников неопределённостей при интерпретации результатов тепловизионных наблюдений и, соответственно, обзоре методов и приёмов, уменьшающих эту неопределённость.

Рекомендовано федеральным учебно-методическим объединением в системе высшего образования по укрупненной группе специальностей и направлений подготовки 12.00.00 Фотоника, приборостроение, оптические и биотехнические системы и технологии в качестве учебного пособия для реализации образовательных программ высшего образования магистратуры по направлению 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика» при изучении дисциплины «Инфракрасная фотоника», протокол №5 от «08» «ноября» 2018 г.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2019

© Ю.И. Белоусов, Е.С. Постников, 2019

## Оглавление

<b>Введение</b>	5
<b>1 Общие закономерности излучения абсолютно чёрного тела</b>	7
1.1 Понятие АЧТ	7
1.2 Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ	7
1.3 Контрастное излучение	14
1.4 Дисперсия флуктуаций энергетической светимости АЧТ	17
1.5 Описание характеристик излучения АЧТ в единицах числа испускаемых фотонов	20
<b>2 Инфракрасное излучение реальных тел</b>	24
2.1 Общие закономерности теплового излучения реальных тел	24
2.2 Оптические характеристики веществ	33
2.3 Оптические свойства металлов	36
2.4 Оптические свойства диэлектриков	39
2.5 Оптические свойства воды	40
2.6 Оптические характеристики полупрозрачных тел	44
2.7 Влияние формы поверхности на оптические характеристики реальных тел	48
2.8 Оценка влияния оптических характеристик объектов на их радиационную температуру	50
<b>3 Распространение ИК излучения через атмосферные трассы</b>	56
3.1 Общие закономерности ослабления ИК излучения атмосферной трассой	56
3.2 Методика расчёта коэффициента пропускания атмосферы	60
3.3 Оценки погрешностей при расчётах коэффициента пропускания атмосферы	65
3.4 Учёт пропускания атмосферной трассы при пониженной видимости в туманах	67
3.5 Пропускание атмосферной трассы в снегопад и в дождь	71
3.6 Собственное излучение атмосферы	73
3.7 Контраст ИК излучения локальных участков атмосферы с повышенным содержанием природных и антропогенных газов	74
<b>Заключение</b>	77
<b>Литература</b>	78
<b>Контрольные вопросы</b>	79

## СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

АЧТ – абсолютно чёрное тело

ИК – инфракрасный

ТВП - тепловизионный прибор

МДВ - метеорологическая дальность видимости

MWIR – middle wave infrared –средневолновый ИК диапазон (3-5 мкм)

LWIR - long wave infrared – длинноволновый ИК диапазон (8-14 мкм)

УФ – ультрафиолетовое (излучение)

СКЗ - среднеквадратическое значение

ОЭП - оптико-электронные приборы

## Введение

Инфракрасная фотоника как раздел учебного курса включает рассмотрение физических закономерностей формирования, распространения и регистрации ИК излучения как носителя информации о физических процессах, протекающих в наблюдаемых телах и в окружающей их среде. Общие положения *фотоники* излагаются применительно к *тепловидению*, научно-техническому направлению, изучающему физические законы, методы и приборы (теповизоры), которые позволяют зарегистрировать невидимое человеку ИК излучение окружающих объектов и представить его наблюдателю в виде изображения видимого диапазона.

В пособии уделяется особое внимание вопросам выявления содержательной информации из тепловизионного изображения, позволяющей наблюдателю прогнозировать развитие ситуации. Прогноз должен быть достоверным, а период предсказания должен давать возможность предпринимать упреждающие меры, если ситуация развивается в нежелательном направлении. Повышение достоверности информации, получаемой с помощью современных тепловизионных приборов (ТВП), прямым образом связывается с увеличением их чувствительности и разрешающей способности. Однако для некоторых приложений этого не достаточно, так как содержательная структура тепловизионного изображения не возрастает пропорционально улучшению данных параметров. Привлекается дополнительная информация, наиболее доступным видом которой являются количественные данные измерений температуры излучения объекта в рабочем спектральном диапазоне, данные о соотношении интенсивностей излучения наблюдаемого объекта в нескольких участках оптического диапазона (спектральная селекция), особенности поляризации излучения и т.п. Основная масса ТВП работает в диапазоне длин волн от 3 до 14 мкм. Здесь сосредоточена большая часть лучистой энергии собственного и отражённого ИК излучения объектов, температура которых определяется естественным теплообменом с окружающей средой. Для получения тепловизионного изображения объектов не требуется освещать их каким бы то ни было излучением, поскольку ТВП регистрируют естественный контраст между равновесным (тепловым) излучением тела и излучением окружающего его фона. Контрасты формируются как за счёт разности термодинамических температур тонкого слоя поверхности излучения, так и за счёт различий в материале и в степени шероховатости излучающей поверхности объектов наблюдения и фона.

ТВП применяются для наблюдения за окружающей обстановкой в условиях полной темноты, для неконтактного измерения температуры поверхности и обнаружения аномалий в равномерно проводящих тепло средах. Получаемое изображение предметов отличается от привычного для человека изображения в видимом свете, составляющего базу для его представления об окружающей обстановке и основу для интерпретации визуальной информации. Хотя телевизионные и тепловизионные изображения схожи, в них могут присутствовать отличия, которые несут в себе важную информацию о динамике

состояния объекта и условий его наблюдения. Знание причинно-следственных связей проявления особенностей в ИК изображениях позволяет в явном виде связывать их с физическими факторами формирования наблюдаемого теплового поля, обеспечивая реалистичную, а не основанную на совпадениях трактовку смыслового содержания тепловизионного изображения.

Пособие объединяет накопленные к настоящему времени знания, позволяющие оператору ТВП принимать решения разных степеней сложности и с надёжностью прогнозов, требуемой для решения задач в военном деле, медицине, экологическом мониторинге и промышленности. Кроме того, не менее важно выявить связь приборных погрешностей, методических ошибок и фоновых помех с ошибками и погрешностями в интерпретации наблюдаемых данных и вероятностью принятия оператором неправильных решений и составления ошибочных прогнозов и рекомендаций. В общем виде такие связи прослеживаются достаточно очевидно, однако направленность Пособия состоит в расстановке приоритетов и оценках удельного вклада каждого из источников неопределённостей при интерпретации результатов тепловизионных наблюдений. Несомненно, что в полной мере овладеть профессиональным уровнем тепловизионных наблюдений можно лишь при опыте их непосредственного проведения в реальных условиях. Однако знание некоторых основополагающих законов и методов вполне может компенсировать недостаточный объём конкретных сведений и практических навыков. Изложению этих законов и методов посвящено настоящее «Пособие».

## 1 Общие закономерности излучения абсолютно чёрного тела

Несмотря на то, что абсолютно чёрных тел (АЧТ) в природе не существует, законы излучения и свойства АЧТ используются при расчёте теплового излучения реальных тел, хотя напрямую и не могут быть к ним применены. Таким образом, излагаемые в данном разделе математический и понятийный аппараты, являются базовыми при рассмотрении излучения как АЧТ, так и реальных тел. Те особенности, которые привносятся в них при переходе от АЧТ к реальным телам, излагаются в разделе 2 настоящего «Пособия».

### 1.1 Понятие АЧТ

Абсолютно чёрное тело (АЧТ) – идеализированное понятие, под которым понимается гипотетическое тело, способное полностью поглощать всё падающее на него излучение, какова бы ни была длина волны этого излучения [1 - 6]. Из этого определения следует, что поглощательная способность  $\alpha$ , определённая как отношение поглощённого телом лучистого потока энергии к падающему, для АЧТ будет равна 1 на любой длине волны.

Все тела (включая АЧТ), обладая температурой выше абсолютного нуля, излучают фотоны за счёт своей внутренней энергии. Такое излучение называется тепловым (собственным).

Непрерывный спектр излучения АЧТ простирается для длин волн от 0 до  $\infty$  при всех его температурах, отличных от «абсолютного нуля». Это означает, что тепловое излучение во всём диапазоне электромагнитных волн присуще всем реальным телам, имеющим температуру выше «абсолютного нуля». Даже глубоко охлаждённые тела (например, чувствительные элементы фотоприёмника, находящиеся при криогенных температурах) обладают собственным излучением, отбирающим у них тепловую энергию. Так охлаждаются, например, космические объекты – за счёт испускания лучистого потока в космическое пространство.

Собственное излучение существенно зависит от температуры объекта, но при любом ненулевом её значении вероятность генерации фотонов с любой длиной волны не равна нулю. Количественно интенсивность собственного излучения можно выразить через спектральную плотность энергетической светимости, равной количеству энергии, излучаемой единицей поверхности тела, в единицу времени, в единичном интервале длин волн.

### 1.2 Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ

Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ в вакууме  $M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T)$  [Вт/см<sup>2</sup>·мкм] (рис. 1.1) зависит только от температуры АЧТ ( $T$ , [К]) и длины волны излучения ( $\lambda$ , [мкм]), и определяется законом Планка. Для шкалы

длин волн  $\lambda$  энергетическая светимость АЧТ в единичном спектральном диапазоне  $\Delta\lambda$ , излучаемая в полусферу  $2\pi$  стерадиан, выражается формулой

$$M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T) = C_1 / \{ \lambda^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1] \},$$

где входящие в формулу постоянные приведены в таблице 1.1. На практике значения  $M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T)$  удобнее измерять в  $[Вт/(см^2 \cdot мкм)]$ , поэтому значения величин в таблице 1.1 даны для получения именно такой единицы измерения спектральной плотности энергетической светимости АЧТ.

Величина плотности энергетической светимости в ограниченном спектральном диапазоне  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$   $[Вт/см^2]$  равна

$$M^{\circ}(\Delta\lambda, T) = \int_{\Delta\lambda} M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T) d\lambda.$$

Интегральная во всём спектральном диапазоне от 0 до  $\infty$  плотность энергетической светимости АЧТ  $[Вт/см^2]$  равна:

$$M^{\circ}(T) = \sigma T^4,$$

где  $M^{\circ}(T)$  – интегральная энергетическая светимость АЧТ.

Таблица 1.1 – Значения постоянных, входящих в формулу Планка

Наименование величины	Обозначение величины	Значение величины	Обозначение единицы измерения
Первая постоянная в формуле Планка	$C_1$	$3,7415 \cdot 10^4$	$Вт \cdot мкм^4 / см^2$
Вторая постоянная в формуле Планка	$C_2$	$1,4438 \cdot 10^4$	$мкм \cdot К$
Третья постоянная в формуле Планка	$C_3$	$1,8837 \cdot 10^{23}$	$мкм^3 / (см^2 \cdot с)$
Постоянная Планка	$h$	$6,6256 \cdot 10^{-34}$	$Вт \cdot с^2$
Скорость электромагнитного излучения в вакууме	$c$	$2,9979 \cdot 10^{14}$	$мкм/с$
Постоянная Стефана-Больцмана	$\sigma$	$5,6697 \cdot 10^{-12}$	$Вт/(см^2 \cdot К^4)$

Основное свойство равновесного теплового излучения чёрного тела состоит в том, что с увеличением температуры АЧТ спектр излучаемой электромагнитной энергии обогащается коротковолновыми составляющими, то есть фотонами с более высокой энергией. Кривые на рисунке 1.1 [1] не пересекаются. Из этого следует, что, если тело излучает как АЧТ, то при любом приращении его температуры возрастает как суммарная плотность излучения, так и плотность излучения на любой длине волны или в любом конечном диапазоне длин волн. Причём, максимум плотности излучения смещается в сторону более коротких волн ( $\lambda_{max} = 2898/T$ ), то есть, фотонов с большей энергией генерируется больше. Ни на какой длине волны  $\lambda$  менее нагретое АЧТ не может иметь большую плотность излучения, чем более нагретое АЧТ.

$$M_{\lambda}^{\rho}(\lambda, T), \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}$$

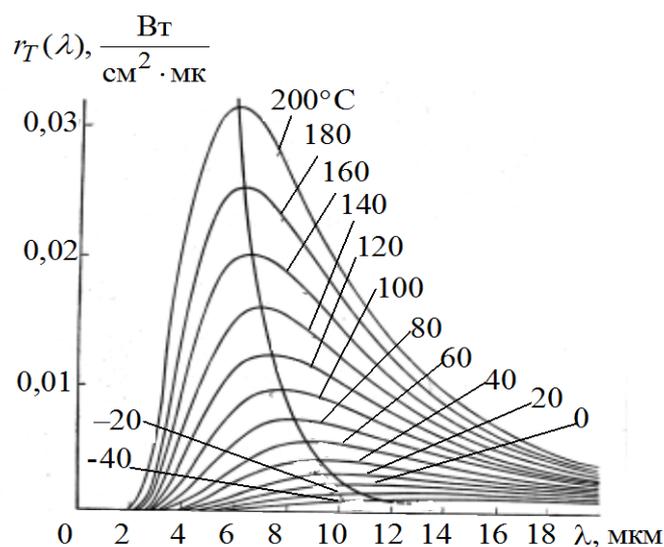
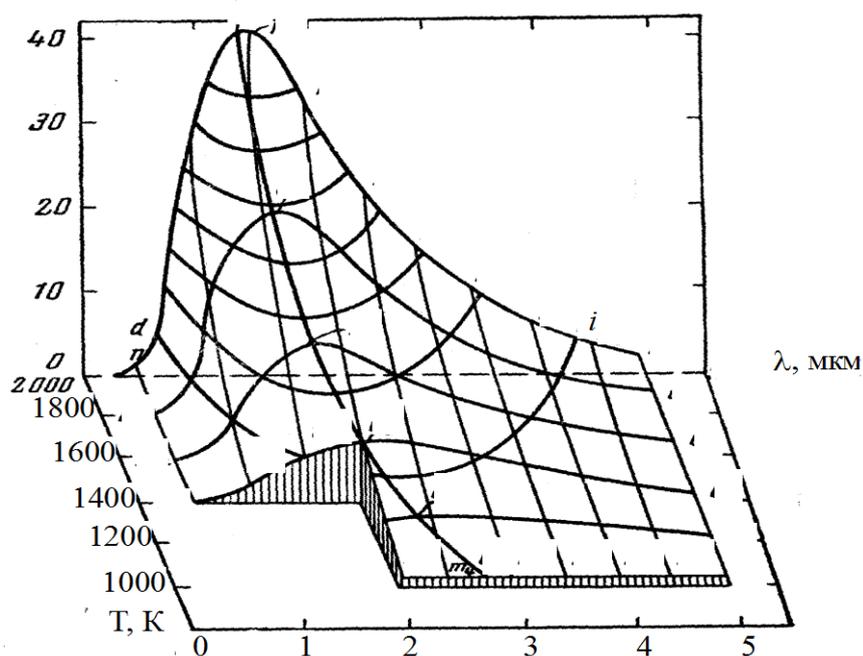


Рисунок 1.1 - Спектральная плотность энергетической светимости АЧТ

Наряду с очевидным способом оценки спектральной интенсивности плотности энергии излучения, иногда полезно воспользоваться понятием спектрального распределения числа излучаемых фотонов, поток которых, согласно квантовой теории, отображает дискретный характер электромагнитного излучения. Фотоны излучения можно считать элементарными частицами поля, обладающими энергией  $h\nu = hc/\lambda$  и импульсом  $h\nu/c = h/\lambda$ . С этой точки зрения, равновесное излучение является потоком фотонов с различными частотами и импульсами, а  $N(\lambda)$  [фотон / с·см<sup>2</sup>·мкм] - спектральная плотность потока фотонов в 1 секунду, излучаемая в полусферу  $2\pi$  с площадки в 1 см<sup>2</sup>, определяется законом Планка в форме:

$$N(\lambda) = C_3 / \{ \lambda^4 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1] \}.$$

Измерив температуру или какую-либо характеристику излучения АЧТ в одном спектральном диапазоне, мы можем путём пересчётов определить нужную нам характеристику в другом спектральном диапазоне или на другой длине волны. При этом не имеет значения, используется ли спектральная или интегральная характеристика излучения. Это свойство используется при определении абсолютных значений температур, дистанционно измеренных с помощью ТВП или пирометров. Особенности процедуры дистанционного измерения лучистой мощности позволяют измерить с необходимой точностью только контрастное излучение, то есть, разность между энергией излучения объекта и энергией излучения некоторого «эталонного излучателя». Температура эталонного излучателя измеряется контактным или другим способом и во время обработки сигнала её значение складывается с измеренным температурным контрастом.

В зависимости от того, насколько широк спектральный диапазон  $\Delta\lambda$  при определении  $M^\circ(\Delta\lambda, T)$  используются величины яркостной и радиационной температуры излучения. Согласно [29], *яркостной температурой называется «температура чёрного тела, при которой для данной длины волны (частоты, волнового числа) оно имеет ту же спектральную плотность энергетической яркости, что и рассматриваемый тепловой излучатель»*. Яркостная температура обозначается как  $T_L$  [ $T_S$ ] и измеряется в Кельвинах [К]. *Радиационной температурой называется «температура чёрного тела, при которой его энергетическая светимость (излучательность) равна энергетической светимости (излучательности) рассматриваемого теплового излучателя»*. Радиационная температура обозначается как  $T_M$  [ $T_R$ ] и измеряется в Кельвинах [К].

Непосредственно к этим определениям примыкает определение величины цветовой температуры, которое часто используется как в цветовой пирометрии, так и в других областях. Согласно [7], цветовой температурой называется «температура чёрного тела, при которой его излучение имеет ту же цветность, что и рассматриваемое излучение» (Цветность – по ГОСТ 13088 – 67). К примеру, в современной литературе, относящейся к описанию мониторов различного типа, используется рациональный способ описания цветовой палитры их свечения. Задаётся одно лишь цифровое значение (например, 3840), которое означает, что соотношение основных цветов в гамме, т.е. цветовая палитра у светящегося экрана, будут такими же, как и соотношение составляющих видимого излучения АЧТ, нагретого до температуры 3840 К.

Важно, что даже по небольшому участку спектрального распределения излучения АЧТ можно однозначно определить температуру излучающей поверхности с такой же точностью, что и по конечному спектральному участку  $\Delta\lambda$ . Поскольку определение осуществляется на основе использования фундаментального закона Планка, то точность одинакова для всех четырёх способов определения:

- регистрация цвета излучения,

- регистрация излучения в единичном спектральном интервале на длине волны  $\lambda$ ,
- в конечном спектральном интервале  $\Delta\lambda$ ,
- или же во всём диапазоне электромагнитных волн (пирометры полного излучения).

Именно это свойство АЧТ лежит в основе всех оптических методов дистанционного измерения температур.

Переход от идеальных закономерностей излучения АЧТ к практическому определению температуры объектов неизбежно сопровождается появлением несовпадений рассчитанных и измеренных значений температуры, обусловленных приборами, методикой проведения измерений и физической природой формирования измеряемого сигнала. Реальные приборы вносят конечную неопределённость (погрешность) в количественные значения данных, используемых при интерпретации полученных результатов. Например, пирометры «полного излучения» лишь с определённой степенью приближения могут осуществить регистрацию энергии электромагнитного излучения для всех длин волн от 0 до  $\infty$ . Или же, границы рабочего спектрального диапазона  $\Delta\lambda$  с учётом спектральных характеристик оптической системы и фотоприёмника точно задать можно лишь с конечной погрешностью. Наиболее существенным и неустранимым фактором является отличие свойств наблюдаемого тела от оптических свойств АЧТ. Многие реальные тела имеют некоторое различие в оптических характеристиках на отдельных длинах волн. Оно может быть совсем небольшим, но при этом приводит к различию в результатах при измерении радиационных температур, например, в узком и широком спектральных участках, или же в разных «окнах прозрачности» атмосферы.

Например, оптические характеристики воды таковы, что толщина слоя, полностью определяющая поглощение, излучение и отражение водной поверхности, составляет  $\sim 20$  мкм в диапазоне 8 - 12 мкм и  $\sim 100$  мкм в диапазоне 3 – 5 мкм. Особенности естественного теплообмена воды обуславливают разный градиент термодинамической температуры по вертикальному сечению излучающего слоя. То есть, «усреднённые» температуры излучения слоя воды толщиной  $\sim 20$  мкм и слоя той же воды, но в  $\sim 100$  мкм, будут заметно разными. Поэтому при одновременных дистанционных измерениях температуры поверхности моря в двух ИК «окнах прозрачности» 3 – 5 мкм (MWIR) и 8 – 12 мкм (LWIR) часто, действительно, фиксируется разница до 0,5 К в получаемых значениях радиационной температуры для MWIR и LWIR радиометров. Если не знать особенности излучения воды, то полученное несовпадение принимают за «погрешность измерений». В указанных двух спектральных диапазонах объектом измерения выступают две разные физические субстанции: поверхностные слои воды разной толщины с объективно разным распределением термодинамической температуры, поэтому задача уменьшения или ликвидации этой «погрешности» не имеет рационального смысла.

Именно эти соображения вызывают определённый скепсис по поводу успеха поисков приборных методов «повышения точности измерения температур с помощью ИК приборов за счёт использования нескольких длин волн или спектральных диапазонов». В [6], стр. 121, говорится, что «При использовании двух участков спектра для определения действительной температуры объектов требуется априорная информация о независимости излучательной способности от длины волны ( $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = \text{const}$ )». И далее «При использовании  $m$  участков спектра методическая погрешность исключается, если изменение излучательной способности определяется зависимостью  $\varepsilon = f(\lambda^{m-2})$ » [6], стр. 122. «Следовательно, для ответа на вопрос о целесообразности использования многоспектральной оптико-электронной системы измерения температуры в том или ином процессе требуется проведение предварительных исследований в реальных условиях» [6], стр. 123. Учитывая спектральную изменчивость фоновой подсветки, зависимость спектрального пропускания и собственного ИК излучения атмосферной трассы от текущих условий дистанционного наблюдения, следует полагать, что многоспектральные приборы целесообразно использовать для получения такой информации, которую затем можно обрабатывать для выявления взаимно корреляционных связей, а не для определения абсолютных значений радиационной или яркостной температуры. Сюда следует добавить, что пропускание атмосферной трассы имеет сложный спектральный характер, поэтому измерения в узком спектральном диапазоне (например, с помощью ИК приборов на QWIP фотоприёмниках) и в широком спектральном диапазоне (например, с помощью ИК приборов на микроболометрических матрицах) могут дать разные значения дистанционно измеряемой температуры. Например, при измерениях температуры газообразных и парообразных промышленных отходов, выбрасываемых в атмосферу через высотные трубы. Существует целый ряд измерительных тепловизионных приборов, предназначенных исключительно для обнаружения аномального содержания конкретных газов (например,  $\text{SF}_6$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ) и построенных на основе включения в оптическую схему охлаждаемых узкополосных фильтров, полоса пропускания которых соответствует характерной полосе излучения искомого газа. Очевидно, что тепловизионные изображения окружающей обстановки в других спектральных диапазонах будут восприниматься как помеха и приборными методами подавляться. Сопоставление информации от такого тепловизионного прибора с информацией универсального тепловизора широкого спектрального диапазона будет некорректным.

Ещё одно свойство оптического излучения присуще в полной мере только АЧТ – это одинаковая энергетическая яркость теплового излучения во всех направлениях. Такое угловое распределение описывается законом Ламберта, согласно которому энергетическая сила света  $I$  [Вт/ср] диффузно излучающей поверхности в данном направлении для всех длин волн пропорциональна косинусу угла  $\omega$  между направлением излучения и нормалью к излучающей поверхности площадью  $A$ :

$$I(\omega) = L \cdot A \cdot \cos \omega,$$

где  $L$  – энергетическая яркость излучения [ $\text{Вт}/(\text{см}^2 \text{ ср})$ ].

Если значения энергетической силы света и энергетической яркости отложить от центра излучающего тела в виде векторов, то поверхность, проведённая по концам векторов, называется фотометрической, а тело, заключённое внутри этой поверхности, – фотометрическим [1, 2]. Для тел, подчиняющихся закону Ламберта, фотометрическое тело энергетической яркости излучающей поверхности представляет собой полусферу, а фотометрическое тело энергетической силы света – сферу, касательную к поверхности. Строго говоря, закон Ламберта справедлив только для АЧТ или для идеально диффузно рассеивающей поверхности. На практике с его помощью можно довольно близко описывать характеристики поверхностей, покрытых порошками, матовыми диффузными красками или равномерно обработанных грубым наждаком. Хорошо описываются индикатрисы излучения пылевых, водяных, газовых и других облаков. Этот закон также объясняет, почему сферические тела с равномерно нагретой поверхностью (например, Солнце, факел ракеты) видны в их собственном излучении в форме плоской фигуры.

Полезно отметить, что количество испускаемой излучением энергии *не линейно* зависит от температуры излучающего тела и различно для разных участков диапазона длин волн электромагнитного излучения. Полная излучаемая АЧТ энергия пропорциональна четвёртой степени температуры тела ( $M^{\circ}(T) = \sigma T^4$ ). В конечном спектральном диапазоне эта энергия существенно меньше, причём по мере сужения спектрального диапазона изменяется как коэффициент пропорциональности (масштаб), так и вид функциональной зависимости  $M^{\circ}(\Delta\lambda, T)$  от  $T$ . В действительности, и спектральная плотность светимости  $M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)$ , и интегральная по всему спектральному диапазону от 0 до  $\infty$  плотность энергетической светимости АЧТ  $M^{\circ}(T)$  представляют собой некоторые теоретические величины, с помощью которых можно рассчитать нижний и верхний пределы возможных значений излучения АЧТ. В физических процессах регистрации излучения объектов реально принимает участие лучистый поток конечного спектрального интервала длин волн  $\Delta\lambda$ . Его характеристика в форме энергетической светимости в ограниченном спектральном диапазоне  $\Delta\lambda$  также является нелинейной функцией от  $T$ . Значения функции заключены между двумя этими пределами ( $M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T) \leq M^{\circ}(\Delta\lambda, T) \leq M^{\circ}(T)$ ) и приближаются к тому или другому в зависимости от ширины спектрального диапазона  $\Delta\lambda$ .

Зависимость  $M^{\circ}(\Delta\lambda, T)$  от  $T$  можно аппроксимировать линейной функцией лишь с вполне определённой погрешностью, которая невелика при малых приращениях температуры  $\Delta T$ , но быстро растёт при больших значениях  $\Delta T$ . В инженерной практике последнее обстоятельство часто остаётся вне учёта, что приводит к погрешностям при интерпретации результатов измерений.

### 1.3 Контрастное излучение

Особое внимание значениям приращения плотности энергетической светимости при изменении температуры излучения  $\Delta T$  уделяется потому, что ИК приборы регистрируют именно приращения лучистого потока, т.е. отклонения текущего значения оптического сигнала от некоторого среднего уровня. В отличие от всех других оптико-электронных приборов (ОЭП) в тепловидении величины приращения именуется контрастами и имеют размерность соответствующих физических величин:

- контраст плотности энергетической светимости  $\Delta M [\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср})] = M_1 - M_2$ ;
- контраст радиационных температур  $\Delta T [\text{К}] = T_{\text{фона}} - T_{\text{объекта}}$ ;
- контраст энергетической яркости  $\Delta L [\text{Вт}/(\text{см}^2 \cdot \text{ср})] = L_{\text{фона}} - L_{\text{объекта}}$ ;
- контрастная сила излучения  $\Delta I [\text{Вт}/\text{ср}]$  и т.д.

Для других ОЭП под контрастами понимаются относительные значения величин, выражаемые в долях единицы или в процентах. Например, в телевидении часто употребляются величины контрастов типа  $K = (V_{\text{max}} - V_{\text{min}})/V_{\text{max}}$ , где  $V_{\text{max}}$  и  $V_{\text{min}}$  максимальная и минимальная яркость изображения соответственно.

Основные энергетические расчёты в тепловидении производятся путём вычисления контрастного ИК излучения как полной разности соответствующих физических величин, например, разности спектральной плотности энергетической светимости двух АЧТ, имеющих разные температуры  $T_1$  и  $T_2$ :

$$\Delta M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, \Delta T) = M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T_1) - M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T_2) = C_1/\lambda^5 \{ [\exp(C_2/\lambda T_1) - 1]^{-1} - [\exp(C_2/\lambda T_2) - 1]^{-1} \}.$$

При малых температурных неоднородностях ( $\Delta T \leq 2\text{К}$ ) приращение спектральной плотности энергетической светимости АЧТ можно вычислить с использованием частной производной  $\partial(M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T))/\partial(T)$ :

$$\begin{aligned} \partial(M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T))/\partial(T) &= C_1 C_2 \exp(C_2/\lambda T) / \{ T^2 \lambda^6 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]^2 \} = \\ &= M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T) C_2 / \{ T^2 \lambda [\exp(C_2/\lambda T) - 1] \}. \end{aligned}$$

Важно отметить, что приращение лучистого потока пропорционально его среднему значению: чем больше излучает чёрное тело, тем более высок градиент его излучения, то есть, приращение светимости при увеличении его температуры на 1 К. Например, холодное тело при нагревании на 1 К даст меньшее приращение лучистого потока (на любой длине волны и в любом спектральном диапазоне), чем горячее тело, если температуру последнего повысить также на 1 К.

Переходя к конечным разностям, получим

$$\Delta M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T) = \Delta T \cdot M_{\lambda}^{\circ}(\lambda, T) C_2 / \{ T^2 \lambda [\exp(C_2/\lambda T) - 1] \}.$$

Максимум приращения спектральной плотности энергетической светимости АЧТ  $\Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)$  [Вт/(см<sup>2</sup>·мкм·К)], излучаемой в полусферу  $2\pi$  стерадиан, зависит только от температуры и лежит в области  $\lambda_{\max} = 2411/T$ .

Приращение полной (интегральной по всему спектральному диапазону от 0 до  $\infty$ ) плотности энергетической светимости АЧТ ( $\Delta M^{\circ}$  [Вт/(см<sup>2</sup>·К)]) при малых приращениях его температуры определяется формулой

$$\Delta M^{\circ}(T) = 4 \sigma T^3 \Delta T.$$

Очевидно, что при малых приращениях температуры АЧТ приращение его интегральной по спектральному диапазону  $\Delta\lambda$  плотности энергетической светимости  $M^{\circ}(\Delta\lambda, T)$  определяется интегрированием  $\Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)$ , и получаемые значения заключены в интервале от  $\Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)$  до  $\Delta M^{\circ}(T)$ .

Аналитическое выражение интеграла для  $M^{\circ}(\Delta\lambda, T)$  можно получить при некоторых допущениях, но оно громоздко, содержит эллиптические интегралы первого и второго порядков и неудобно для анализа. Поэтому целесообразнее проводить численное моделирование зависимости  $M^{\circ}(\Delta\lambda, T)$  от параметров  $\lambda$ ,  $\Delta\lambda$ ,  $T$  и  $\Delta T$ , используя формулы без упрощений. Тем не менее, из предельных случаев существования  $\Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T) \leq M^{\circ}(\Delta\lambda, T) \leq \Delta M^{\circ}(T)$  видно, что в узком спектральном диапазоне контраст ИК излучения АЧТ зависит от длины волны  $\lambda$  и существует такая область длин волн, где этот контраст максимален ( $\lambda_{\max} = 2411/T$ ), причём максимум сглаживается по мере расширения спектрального диапазона  $\Delta\lambda$ .

Если приращения температуры излучения АЧТ  $\Delta T$  велики, то при расчётах нужно пользоваться полными выражениями для конечных разностей, поскольку те члены, которыми можно было пренебречь при вычислении частных производных теперь могут внести заметные ошибки:

$$\begin{aligned} \Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T_2 - T_1) &= C_1 \lambda^{-5} [(\exp(C_2/\lambda T_2) - 1)^{-1} - (\exp(C_2/\lambda T_1) - 1)^{-1}]; \\ \Delta M^{\circ}(\Delta\lambda, T_2 - T_1) &= C_1 \int_{\Delta\lambda} [(\exp(C_2/\lambda T_2) - 1)^{-1} - (\exp(C_2/\lambda T_1) - 1)^{-1}] \lambda^{-5} d\lambda; \\ \Delta M^{\circ}(T_2 - T_1) &= \sigma (T_2^4 - T_1^4). \end{aligned}$$

Для оценки погрешностей, возникающих при использовании формул для малых приращений вместо более точных формул можно привести заимствованный из [1] график коэффициента  $k$ , характеризующего отношение

$$k = \Delta M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T_2 - T_1) / \partial(M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)) / \partial(T).$$

Оценки погрешностей расчётов по упрощённым формулам были актуальны в период, когда вычислительная техника была примитивна и расчёты по формулам Планка для спектральных и, особенно для интегральных величин, представляли собой нетривиальную задачу. При этом наличие экспоненциальных зависимостей от общего члена  $C_2/\lambda T$  в формуле Планка

было привлекательным с точки зрения возможности рассчитать и построить графики и таблицы универсальных безразмерных функций, пригодных для ускорения практических расчётов с заранее известными погрешностями. В настоящее время проще использовать точные выражения, описывающие законы излучения АЧТ. Тем не менее, целесообразно представлять порядок погрешностей, (см., например, рис. 1.2) цитируется по [1], стр.77, чтобы ориентироваться, насколько пригодны грубые оценки для первичных расчётов без использования персональных компьютеров. Из рисунка видно, что для  $\Delta T \sim 1 - 2,5$  К погрешность расчётов по упрощённым формулам составляет около 5%, а при  $\Delta T \sim 2 - 4$  К достигает 10%.

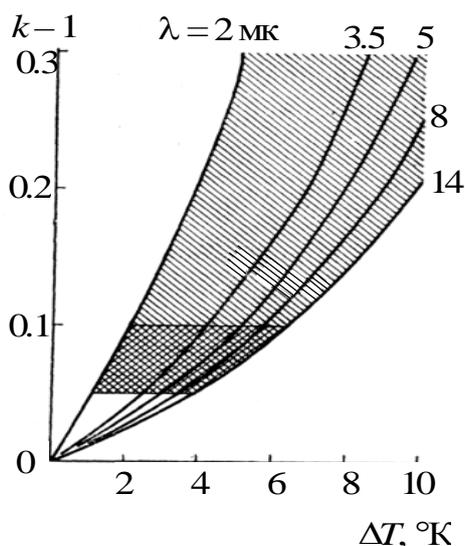


Рисунок 1.2 - Погрешность при расчётах по упрощённым формулам

Полезно представлять, каков порядок значений величин, с которыми имеет дело современная ИК техника при наиболее часто решаемых задачах дистанционного зондирования. Так, если для ТВП диапазона 8 – 12 мкм в техническом паспорте указана пороговая чувствительность в единицах радиационной температуры  $\Delta T = 0,1$  К при температуре измерения  $+20^\circ\text{C}$  (293 К), это означает, что в единицах интегральной в диапазоне  $\Delta\lambda = 8 - 12$  мкм энергетической яркости пороговая чувствительность ТВП составляет  $\Delta L_{\text{пор}} = 2,31$  мкВт/см<sup>2</sup> ср. Указанное значение пороговой чувствительности прибора в единицах плотности лучистого потока – энергетической яркости  $\Delta L$  - не зависит от температуры излучения наблюдаемого сюжета и является значением абсолютной пороговой чувствительности тепловизора к перепаду лучистого потока. Поэтому данный ТВП при наблюдении сюжета, например, летательного аппарата на фоне ясного небосвода с температурой  $-20^\circ\text{C}$  (263 К) (см. рис. 1.3), будет давать значения измеренной радиационной температуры с разными погрешностями в разных фрагментах тепловизионного кадра. Те объекты и аномалии в изображении сюжета, которые находятся при температуре 263 К, будут обнаруживаться при их пороговом контрасте  $\Delta T_{\text{пор}} = 0,13$  К ( $\Delta L_{\text{пор}} = 2,31$  мкВт/ см<sup>2</sup> ср на уровне 263 К). К этому значению  $\Delta T_{\text{пор}}$  будет «привязываться» и погрешность измерения температуры.

Фрагменты объекта с радиационной температурой 373 К (+100°C) будут регистрироваться тем же ТВП, но уже при их пороговом контрасте  $\Delta T_{\text{пор}} = 0,064$  К (при этом всё так же  $\Delta L_{\text{пор}} = 2,31$  мкВт/см<sup>2</sup> ср, но на уровне 373 К).

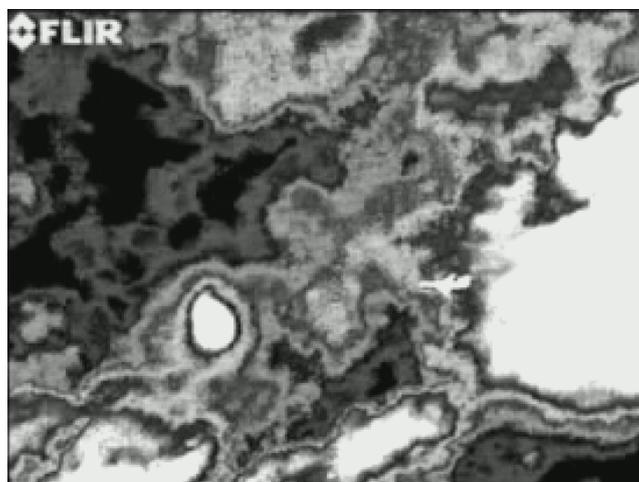


Рисунок 1.3 – Изображение с ТВП летательного аппарата на фоне ясного небосвода

Таким образом, при указании одной из основных технических характеристик ТВП – его пороговой чувствительности к перепаду температур излучения  $\Delta T_{\text{пор}}$  – необходимым является указание какому температурному уровню ( $T$  фона) соответствует данный параметр прибора. Отсутствие такого указания приводит к возможности неоднозначной трактовки характеристики чувствительности ИК прибора в лучшую или в худшую сторону в зависимости от выбора температуры излучения фона.

#### *1.4 Дисперсия флуктуаций энергетической светимости АЧТ*

Хотя традиционно законы электромагнитного излучения описывались из представлений о «фотонном газе», в отличие от обычных газов обмен энергией между этими частицами (фотонами) за счёт соударения друг с другом играет весьма малое значение в процессах установления теплового равновесия. Повседневный опыт свидетельствует, что рассеяние фотонов на фотонах слишком редкое событие, чтобы играть такую же роль, какую в процессах обмена энергией играют столкновения частиц в обычных газах. Скорее всего, основное значение в лучистом теплообмене играют процессы поглощения и излучения фотонов веществом. При этом общее число фотонов в замкнутом объёме не постоянно во времени. Корпускулярные свойства излучения обуславливают существование временных флуктуаций лучистого потока. Тепловое излучение АЧТ представляет собой случайный процесс, который наиболее близко описывается статистикой Бозе-Эйнштейна. Эта теоретическая модель учитывает вынужденное излучение атома, помещённого во внешнее поле. Поглощение атомом энергии внешнего поля, связанное с переходом его от низшего квантового состояния в высшее, не изменяет случайный характер флуктуаций собственного излучения атома как независимых процессов. Однако

при «обратном» переходе из высшего квантового состояния в низшее, которое сопровождается излучением энергии, существует определённая вероятность одновременного излучения нескольких фотонов, испускаемых с одинаковыми энергиями в одном направлении (эффект *слипания*), обусловленная вынужденным (по действию внешнего поля) излучением частиц. Таким образом, возникает некоторая корреляция излучения фотонов, и отдельные акты излучения нельзя считать полностью независимыми (как в Пуассоновском процессе). Количественный учёт такой зависимости осуществляется с помощью коэффициента корреляции, определяемого через параметр вырождения  $\delta_v(\lambda)$ .

$$\delta_v(\lambda) = 1/[\exp(C_2/\lambda T) - 1].$$

У тепловых источников излучения до температур, примерно 1000 К, параметр вырождения мал. Например, при  $T = 298$  К значения параметра вырождения  $\delta_v(\lambda = 10 \text{ мкм}) \sim 0,008$  и  $\delta_v(\lambda = 5 \text{ мкм}) \sim 6 \cdot 10^{-5}$ . Однако при повышении температур излучателя этот параметр увеличивается: при  $T = 6000$  К  $\delta_v(\lambda = 10 \text{ мкм}) \sim 3,69$  и  $\delta_v(\lambda = 5 \text{ мкм}) \sim 1,62$ . У лазерных излучателей  $\delta_v$  может быть весьма значительным.

Этот эффект проявляется в физической картине формирования естественных контрастов в ИК диапазоне, но в настоящее время в практике тепловидения не используется, хотя потенциально содержит в себе возможность организовать достаточно надёжный способ защиты от помех отражённого солнечного излучения. Излучение Солнца близко описывается излучением АЧТ с температурой 6000К. При этом параметр  $\delta_v(\lambda = 10 \text{ мкм}) \sim 3,69$  достаточно велик. При всех трансформациях солнечного излучения, связанных с его ослаблением, например, атмосферной трассой, или отражением от поверхностей объектов, уменьшается только амплитуда сигнала, но значение параметра  $\delta_v$  не изменяется. Если каким-либо образом удастся зафиксировать его значение, то это будет достаточно устойчивый отличительный признак, характеризующий наличие и интенсивность отражённого солнечного излучения. В тех же условиях параметр вырождения  $\delta_v$  собственного излучения относительно мало нагретого фонового излучения ( $T = 300$  К) или мало нагретого наблюдаемого объекта ( $T = 600$  К) будет иметь существенно меньшие значения параметра  $\delta_v$ : при  $T = 600$  К  $\delta_v(\lambda = 10 \text{ мкм}) \sim 0,1$  и  $\delta_v(\lambda = 5 \text{ мкм}) \sim 8,33 \cdot 10^{-3}$ . Даже в том случае, когда амплитуда оптического сигнала (интенсивность потока собственного излучения) существенно выше амплитуды отраженной солнечной составляющей, регистрация параметра вырождения  $\delta_v$  позволит выделить блики солнечного излучения и, соответственно, либо выработать способы борьбы с ними как с помехой, либо использовать для определения оптической характеристики – коэффициента отражения поверхности объекта.

Поскольку тепловое излучение АЧТ представляет собой непрерывный во времени случайный процесс, то его можно характеризовать общими для случайных процессов характеристиками. Наиболее полной характеристикой является закон распределения флуктуаций излучения АЧТ, и он, как уже

отмечалось, наиболее близко описывается статистикой Бозе - Эйнштейна. Первый момент распределения – среднее значение спектральной плотности энергетической светимости АЧТ в вакууме  $M_{\lambda}^0(\lambda, T)$  – вычисляется по формуле

$$M_{\lambda}^0(\lambda, T) = C_1 / \{ \lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1] \}.$$

Второй момент распределения – дисперсия флуктуаций спектральной плотности энергетической светимости АЧТ в вакууме  $D_M^0$  [Вт<sup>2</sup>/(с·см<sup>2</sup>·мкм)] – вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned} D_M^0 &= 2\pi h^2 c^3 \cdot \exp\{C_2/\lambda T\} / \{ \lambda^6 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]^2 \} = \\ &= M_{\lambda}^0(\lambda, T) \cdot c \cdot h \cdot \exp\{C_2/\lambda T\} / \lambda \cdot [\exp\{C_2/\lambda T\} - 1]. \end{aligned}$$

Величину дисперсии случайного во времени стохастического процесса можно трактовать как *мощность переменной составляющей* этого процесса. Значение дисперсии флуктуаций лучистого потока собственного излучения АЧТ выступает как физический предел, ограничивающий возможность выделения полезного сигнала (контраста) на фоне шумов за определённый отрезок времени.

Такая трактовка величины дисперсии флуктуаций спектральной плотности заключается в том, что её значения представляют собой средние квадраты отклонения от среднего значения энергии, излучаемой в единичном спектральном интервале (1 мкм), единичной площадью источника (1 см<sup>2</sup>) в полусферу ( $2\pi$ ). Флуктуации лучистого потока, которые вызывают соответствующую реакцию на фотоприёмнике, преобразующем падающий лучистый поток в электрический сигнал, объективно не зависят от приборного оснащения наблюдателя и методики его работы. Поэтому шумы фотоприёмника, вызванные флуктуациями излучения наблюдаемого фона, выступают естественным физическим пределом пороговой чувствительности прибора, работающего в реальных условиях, ниже которого нельзя уменьшить совокупные шумы ИК прибора, то есть, нельзя улучшить его чувствительность. Принято выбирать значения дисперсии флуктуаций или же среднеквадратическое значение флуктуаций фонового излучения в качестве ориентира при оценках энергетической чувствительности ИК приборов. Режим работы фотоприёмника, при котором собственные шумы его электронных схем не заметны на фоне флуктуаций фонового излучения, называют ВЛИР - режимом: Background Limited Infrared Photodetector. Предполагается, что инженерные приёмы позволят уменьшить собственные шумы оптико-фотоприёмного тракта ИК прибора до такой степени, что доминирующими будут шумы, обусловленные флуктуациями фонового излучения.

### 1.5 Описание характеристик излучения АЧТ в единицах числа испускаемых фотонов.

Флуктуации во времени излучения АЧТ как дискретного случайного процесса генерации элементарных частиц электромагнитного поля, обладающих энергией  $h\nu = hc/\lambda$ , отображают корпускулярные свойства излучения. Равновесное тепловое излучение является потоком фотонов с различными частотами  $\nu$  (длинами волн  $\lambda$ ) и импульсами. При сопоставлении характеристик излучения моделей АЧТ с характеристиками источников неравновесного излучения, например, излучения светодиодов, может оказаться удобнее оперировать представлениями спектрального распределения числа излучаемых фотонов  $N(\lambda)$  с учётом энергии каждого из них  $hc/\lambda$ .

Примером демонстрации такого представления характеристик излучения может служить задача оценки параметра «яркостной температуры» электролюминесцентных светодиодных излучателей, например, LED28 и LED42 фирмы ИоффеЛЕД (см. рис. 1.4) в сравнении с имитаторами АЧТ (см. рис. 1.5) при выборе конструкции стендового или встроенного эталонного излучателя.

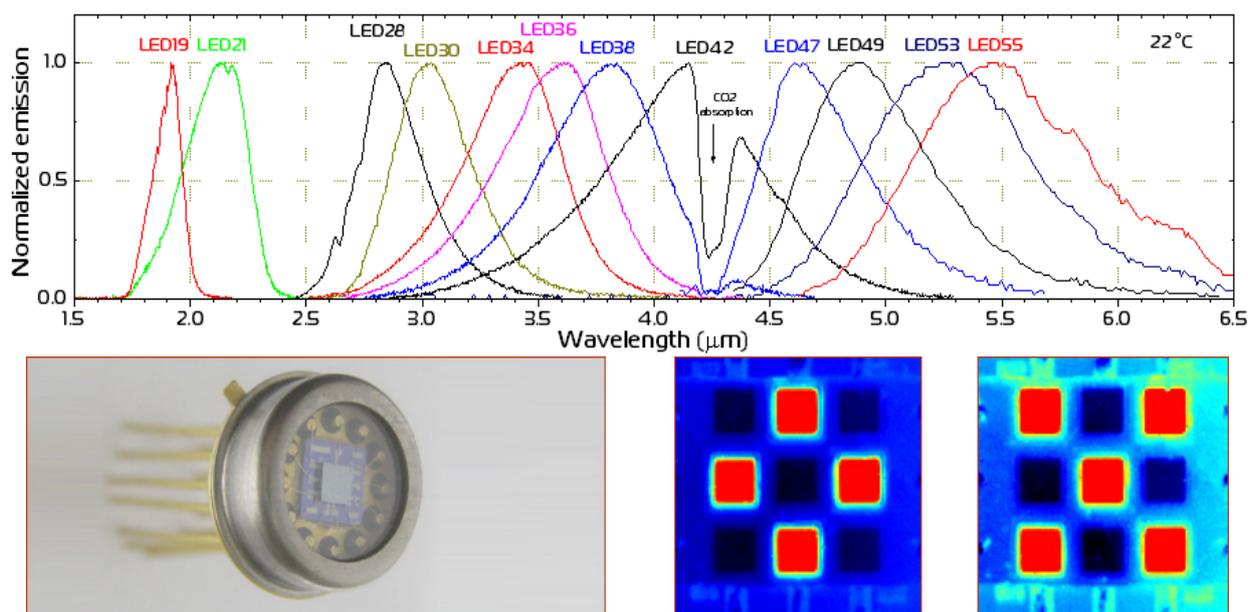


Рисунок 1.4 - Спектральные характеристики излучения и конструкция ИК светодиодов LED фирмы ИоффеЛЕД



Рисунок 1.5 - Образец эталонного излучателя АЧТ - 165/40/100

Согласно паспортным данным мощность электролюминесцентных светодиодных излучателей LED28 и LED42 при расходимости луча  $15^\circ$  в импульсном режиме, частоте повторения импульсов 500 Гц и при длительности импульса 2 мксек составляет 150 мкВт для LED28 ( $\lambda_{\max} = 2,8$  мкм) и 60 мкВт для LED42 ( $\lambda_{\max} = 4,2$  мкм).

Принимая, в первом приближении, что основную энергию излучения формируют фотоны с  $\lambda_{\max}$ , обладающие энергией  $e = hc/\lambda$ , можно оценить количество фотонов в каждом отдельном импульсе, длящемся 2 мксек.

Энергия фотона для  $\lambda_{\max} = 2,8$  мкм (LED28) составляет

$$hc/\lambda = 6,6256 \cdot 10^{-34} \cdot 2,9979 \cdot 10^{14} / \lambda = 19,863 \cdot 10^{-20} / 2,8 = 7,094 \cdot 10^{-20} \text{ Дж.}$$

Энергия фотона для  $\lambda_{\max} = 4,2$  мкм (LED42) составляет

$$hc/\lambda = 6,6256 \cdot 10^{-34} \cdot 2,9979 \cdot 10^{14} / \lambda = 19,863 \cdot 10^{-20} / 4,2 = 4,729 \cdot 10^{-20} \text{ Дж.}$$

Количество фотонов можно оценить как частное от деления общей энергии импульса на значение энергии единичного фотона. Энергии отдельных импульсов различаются между собой, поэтому целесообразно использовать усреднённые (например, для десяти импульсов) оценки для некоторого «эффективного» импульса. Принимая во внимание, что в паспорте приводится значение в единицах мощности (Вт = Дж/сек), можно предположить, что энергия 150 мкВт создаётся излучением электролюминесцентного светодиода за 1 секунду за счёт суммирования всех импульсов, длящихся по 2 мксек. В импульсе светодиодного излучателя LED28, создающего суммарную мощность 150 мкДж/сек, в единичном импульсе  $2 \cdot 10^{-6}$  сек содержится энергия

$$E_1 = 150 \cdot 10^{-6} (\text{Дж/сек}) \cdot 2 \cdot 10^{-6} (\text{сек}) = 3 \cdot 10^{-10} (\text{Дж}).$$

Её создают  $N_1$  фотонов:

$$N_1 = E_1 / hc/\lambda = 3 \cdot 10^{-10} (\text{Дж}) / 7,094 \cdot 10^{-20} (\text{Дж}) = 4,23 \cdot 10^9.$$

В импульсе светодиодного излучателя LED42, создающего суммарную мощность 60 мкДж/сек, в единичном импульсе  $2 \cdot 10^{-6}$  сек содержится энергия

$$E_2 = 60 \cdot 10^{-6} (\text{Дж/сек}) \cdot 2 \cdot 10^{-6} (\text{сек}) = 1,2 \cdot 10^{-10} (\text{Дж}).$$

Её создают  $N_2$  фотонов:

$$N_2 = E_2 / hc/\lambda = 1,2 \cdot 10^{-10} (\text{Дж}) / 4,729 \cdot 10^{-20} (\text{Дж}) = 2,54 \cdot 10^9.$$

Такое же количество фотонов генерируется за 1 секунду абсолютно чёрным телом в полусферу  $2\pi$  в соответствии с законом Планка:

$$N(\lambda)_{\text{АЧТ}} = C_3 / \{ \lambda^4 [\exp(C_2/\lambda T) - 1] \}.$$

Для того, чтобы создать поток фотонов, равный тому, какой генерирует люминесцентный светодиодный излучатель LED28, необходимо привести получаемое значение  $N(\lambda)_{\text{АЧТ}}$  к длительности импульса  $2 \cdot 10^{-6}$  сек и телесному углу ( $15^\circ \times 15^\circ$ ):

$$N_1(\lambda)_{\text{АЧТ}} = N_1(\lambda) (180^\circ \times 180^\circ) / 2 \cdot 10^{-6} (15^\circ \times 15^\circ) = N_1(\lambda) \cdot 72 = 3,046 \cdot 10^{11}.$$

На практике оптопара «ИК светодиод – ИК фотодиод» работают в режиме многоимпульсных засветок, когда количество интегрируемых фотодиодом импульсов определяется частотой кадров ИК прибора, регистрирующего это излучение. Ориентируясь на стандартную частоту кадров 50 Гц, выберем значение времени интегрирования импульсного излучения светодиода ИК прибором 0,02 сек, то есть, всё излучение, попавшее на фотоприёмник за 0,02 секунды, будет им накоплено, а его выходной сигнал будет сформирован как реакция фоточувствительного слоя на сумму всех импульсов засветки за 0,02 секунды.

Паспортные характеристики светодиода указывают на то, что при рекомендованном режиме его работы 500 Гц за время 0,02 секунды на фотоприёмник поступит 10 импульсов. Соответственно, количество фотонов, попавших на чувствительный элемент фотоприёмника и принявших участие в фотогенерации носителей заряда, составит  $N(\lambda)_{\text{АЧТ}}(0,02 \text{ сек}) = 3,046 \cdot 10^{+12}$ .

Для светодиодного излучателя LED42 в режиме генерации 1 импульса

$$N_2(\lambda)_{\text{АЧТ}} = N_2(\lambda)_{\text{АЧТ}} \cdot (180^\circ \times 180^\circ) / 2 \cdot 10^{-6} \cdot (15^\circ \times 15^\circ) = N_2(\lambda)_{\text{АЧТ}} \cdot 72 = 3,046 \cdot 10^{+11}.$$

Для светодиодного излучателя LED42 в режиме генерации 10 импульсов

$$N_2(\lambda)_{\text{АЧТ}}(0,02 \text{ сек}) = 3,046 \cdot 10^{+12}.$$

Для оценки относительных преимуществ и недостатков использования люминесцентных ИК светодиодов и моделей АЧТ при создании эталонных тестовых излучателей целесообразно рассмотреть вопрос об особенностях их работы в нормальных условиях при температуре окружающей среды в районе 293 К (+20°C).

Главное отличие в физической картине формирования лучистых потоков имитаторами АЧТ и люминесцентными светодиодами состоит в том, что равновесные тепловые излучатели обладают флуктуациями теплового излучения, зависящими от температуры АЧТ. Поскольку дисперсия флуктуаций излучения АЧТ возрастает в степенной зависимости при увеличении его температуры, то увеличение интенсивности лучистого потока имитатора цели за счёт увеличения его температуры автоматически приводит к существенному возрастанию флуктуаций этого излучения. Выражения для определения среднего и среднеквадратического значений флуктуаций лучистого потока (первых двух моментов распределения случайного процесса излучения АЧТ) в единицах его энергии и в единицах числа фотонов приведены в таблице 1.2.

При имитации излучения высоко нагретых объектов рабочие температуры тепловых излучателей составляют до 1400 К. При этом флуктуации излучения соответствуют флуктуациям излучения АЧТ при  $T = 1400 \text{ К}$ . Использование люминесцентных светодиодов привлекательно тем, что с их помощью увеличивать интенсивность лучистого потока имитатора цели можно без увеличения его температуры, но за счёт привлечения большего количества светоизлучающих элементов. При этом флуктуации излучения элементов конструкции светодиодов не увеличиваются. Флуктуации теплового

излучения светодиода можно принять соответствующими флуктуациями АЧТ с температурой конструктивных элементов (считается, что обеспечивается термостабилизация светодиодов, например, при  $T = 293$  К). При этом флуктуации интенсивности лучистого потока из-за неодинакового свечения каждого элемента, скорее, будут сглаживаться из-за их усреднения как независимых случайных процессов.

Таблица 1.2 - Формулы для вычисления среднего и среднеквадратического значений флуктуаций излучения АЧТ

Энергетические характеристики излучения АЧТ в единицах спектральной энергетической светимости, Вт/см <sup>2</sup> мкм		Характеристики интенсивности излучения АЧТ в единицах фотон/ см <sup>2</sup> мкм сек	
Среднее значение	Среднеквадратичное значение	Среднее значение	Среднеквадратичное значение
$M_{\lambda}^0(\lambda, T) = C_1 / \{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]\}$	$СКЗ = (M_{\lambda}^0)^{0.5} = (2\pi c)^{0.5} h \cdot c \cdot \exp\{C_2/2\lambda T\} / \lambda^3 \cdot [\exp(C_2/\lambda T) - 1]$	$N(\lambda)_{\text{АЧТ}} = C_3 / \{\lambda^4 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]\}$	$СКЗ = (2\pi c)^{0.5} \cdot \exp\{C_2/2\lambda T\} / \lambda^2 \cdot [\exp(C_1/\lambda T) - 1]$

Расчётные значения спектральных энергетических характеристик излучения имитатора АЧТ в телесном угле  $15^\circ \times 15^\circ$  за время 0,02 сек приводятся в таблице 1.3 в единицах спектральной энергетической светимости (Вт/см<sup>2</sup>мкм) и в единицах интенсивности излучения (фотон/см<sup>2</sup>мкм сек). Спектральные характеристики люминесцентного светодиода приведены на рисунок 1.4.

Таблица 1.3 - Спектральных энергетических характеристик излучения имитатора АЧТ в телесном угле  $15^\circ \times 15^\circ$  за время 0,02 сек

$\lambda$ , мкм	Энергетические характеристики излучения АЧТ в единицах спектральной энергетической светимости, Вт/см <sup>2</sup> мкм		Характеристики интенсивности излучения АЧТ в единицах фотон/ см <sup>2</sup> мкм сек	
	Среднее значение	Среднеквадратичное значение	Среднее значение	Среднеквадратичное значение
T = 233 К (- 40°C)				
2,8	$5,75 \cdot 10^{-8}$	$6,38 \cdot 10^{-17}$	$8,1 \cdot 10^{+11}$	$8,99 \cdot 10^{+2}$
4,2	$1,18 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-16}$	$2,49 \cdot 10^{+14}$	$1,58 \cdot 10^{+4}$
T = 293 К (+ 20°C)				
2,8	$5,26 \cdot 10^{-6}$	$6,1 \cdot 10^{-16}$	$7,43 \cdot 10^{+13}$	$8,61 \cdot 10^{+3}$
4,2	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$3,36 \cdot 10^{-15}$	$5,06 \cdot 10^{+15}$	$7,1 \cdot 10^{+4}$
T = 1400 К				
2,8	5,68	$6,42 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{+19}$	$9,06 \cdot 10^{+6}$
4,2	2,71	$3,75 \cdot 10^{-13}$	$5,74 \cdot 10^{+19}$	$7,9 \cdot 10^{+6}$

Флуктуации количества излучаемых фотонов (СКЗ) прямым образом войдут в шумовую составляющую сигнала ИК прибора, если его фотоприёмник работает в VLIIP - режиме. Для АЧТ среднеквадратичное значение флуктуаций числа фотонов составит для  $\lambda = 2,8$  мкм  $9,06 \cdot 10^{+6}$  фотон/см<sup>2</sup> мкм сек и для  $\lambda = 4,2$  мкм  $7,9 \cdot 10^{+6}$  фотон/см<sup>2</sup> мкм сек. Если же для имитации цели используется люминесцентный светодиод, то он сам находится в состоянии равновесного теплового излучения при  $T = 293$  К, а сигнал от цели формируется неравновесным процессом люминесценции. Светодиоды LED28 и LED28 генерируют телесном угле  $15^\circ \times 15^\circ$  за время 0,02 сек лучистый поток, представляющий собой суперпозицию следующих двух лучистых потоков (независимых в самом первом приближении):

- лучистый поток как АЧТ при  $T = 293$  К, у которого среднее количество излучаемых фотонов  $N(\lambda)_{\text{АЧТ}}$ ;

- лучистый поток как неравновесный люминесцентный излучатель, у которого среднее количество генерируемых фотонов  $N(\lambda)_{\text{LED28}}$ .

При этом флуктуации количества фотонов соответствуют их флуктуациям излучения АЧТ при  $T = 293$  К, составят:

среднеквадратичное значение флуктуаций числа фотонов для  $\lambda = 2,8$  мкм равно  $8,61 \cdot 10^{+3}$  фотон/см<sup>2</sup> мкм сек и равно  $7,1 \cdot 10^{+4}$  фотон/см<sup>2</sup> мкм сек для  $\lambda = 4,2$  мкм.

Таким образом, применение LED28 позволяет создать необходимый лучистый поток для имитации высоко нагретого объекта наблюдения в стенде с меньшими флуктуациями эталонного излучения.

Очевидно, что все приведённые выше расчётные оценки можно провести в единицах энергетической светимости (Вт/см<sup>2</sup>мкм) и получить результаты, приводящие к тем же самым выводам. Методика представления интенсивности излучения в единицах интенсивности потока фотонов может оказаться лишь более наглядной для некоторых задач, не претендуя на меньшие погрешности расчётов.

## **2 Инфракрасное излучение реальных тел**

### *2.1 Общие закономерности теплового излучения реальных тел*

Свойство реальных тел излучать достаточно близко к закономерностям, совпадающим с излучением АЧТ и описываемым формулой Планка, является тем общим их свойством, которое позволяет выявить взаимосвязь между энергией электромагнитного излучения и термодинамической температурой его излучающей поверхности, и на этой основе сделать разнообразные выводы в зависимости от задачи дистанционного наблюдения этих тел. Абстрагирование от окружающих наблюдаемое тело предметов позволяет выявить ту составляющую динамики его собственного теплообмена, которая не зависит от других участников естественного обмена энергией. В частности, описать связь его термодинамической температуры и способности излучать в пространство

конкретное количество электромагнитной энергии. Среди окружающих нас предметов такая способность ни одним из них не реализуется в полной мере из-за совокупности присущих им собственных свойств, которую в ИК диапазоне принято относить к оптическим характеристикам предмета: способность к поглощению, излучению, отражению и пропусканию ИК излучения. Несмотря на бесконечное разнообразие возможных сочетаний этих свойств, существуют некоторые общие законы, которым подчиняются характеристики излучения всех реальных тел. Одним из таких фундаментальных законов теории теплового излучения считается закон Кирхгофа, основанный на втором законе термодинамики и описывающий соотношение между излучением и поглощением энергии. Согласно закону Кирхгофа отношение энергии полного излучения  $W(T)$  (или спектральной плотности излучения  $w(\lambda, T)$ ) к его коэффициенту поглощения  $\alpha$  не зависит от физических свойств тела и равно энергии  $W^0(T)$  (или спектральной плотности излучения  $w^0(\lambda, T)$ ) АЧТ, находящегося при той же температуре:

$$W(T)/\alpha = W^0(T); w(\lambda, T)/\alpha(\lambda) = w^0(\lambda, T).$$

Поскольку по определению излучательная способность тела равна

$$\varepsilon = W(T)/W^0(T); \varepsilon(\lambda) = w(\lambda, T)/w^0(\lambda, T),$$

то возможна и другая формулировка закона Кирхгофа:

$$\varepsilon(T) = \alpha(T); \varepsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T).$$

Излучательная способность тела  $\varepsilon$  (коэффициент излучения  $\varepsilon$ ) равна поглощательной способности  $\alpha$  (коэффициенту поглощения  $\alpha$ ) при тех же значениях температуры, длинах волн и поляризации. Всякое тело может излучать только в тех областях спектра, в которых оно обладает отличной от нуля поглощательной способностью. Чем выше поглощательная способность тела  $\alpha$ , тем лучшим излучателем оно является. Количество энергии, излучаемой телом при температуре  $T$ , численно равно количеству энергии, которое оно поглотило бы при облучении его абсолютно чёрным телом, находящимся при той же температуре. Независимо от того, чем обусловлена величина излучательной способности – состоянием поверхности тела (гладкая, шероховатая и т.п.), физическими свойствами самого вещества, (металл или диэлектрик) или геометрией системы в целом, энергия, излучаемая телом при заданной температуре, всегда пропорциональна его коэффициенту поглощения  $\alpha$ .

Распространение тепловой энергии в естественных условиях достаточно полно описывается с привлечением трёх механизмов её передачи: теплопроводность, конвекция и излучение (не принимая в расчёт обмен энергией при фазовых переходах испарения/конденсации вещества). Если теплообмен между участками пространства за счёт механизмов конвекции и теплопроводности прекращается, как только выравниваются их температуры, то третий механизм передачи энергии – путём поглощения/излучения электромагнитной энергии – действует постоянно во всех участках

пространства внутри и снаружи твёрдых, жидких и газообразных тел. Все материальные объекты непрерывно участвуют в сложной системе взаимного обмена лучистой энергией с окружающими телами, который не прекращается и при выравнивании термодинамических температур между ними: он происходит в режиме «детального равновесия» процессов излучения/поглощения. Все тела излучают электромагнитную энергию в полную сферу  $4\pi$  стерадиан. Количество излучаемой телом электромагнитной энергии нелинейно связано с его абсолютной термодинамической температурой.

Передача энергии за счёт механизмов конвекции и теплопроводности линейно зависит от разности температур, а энергия всегда передаётся от более нагретого тела к менее нагретому. В пограничном слое контакта теплопередача происходит за счёт механизмов теплопроводности и излучения, а конвекция возникает в самой газообразной, жидкой или сыпучей среде.

Если для характера излучения и поглощения АЧТ форма, материал и свойства внутренней поверхности АЧТ теоретически безразличны, то реальные тела будут существенным образом проявлять свои индивидуальные свойства в зависимости от типа вещества, из которого они созданы, состояния поверхности и геометрической формы рассматриваемого участка тела. Одно из наиболее важных в этом плане свойств реальных тел заключается в том, что ламбертовский характер индикатрис излучения/отражения может быть справедлив лишь для небольшого круга объектов, да и то, не в очень широком диапазоне углов наблюдения поверхности. В самом первом приближении принято считать, что энергетическая сила света  $I$  [Вт/ср] диффузно излучающей поверхности в данном направлении для всех длин волн пропорциональна косинусу угла  $\omega$  между направлением излучения и нормалью к излучающей поверхности площадью  $A$  ( $I = L A \cos \omega$ ) в пределах  $\pm 40^\circ$  для металлов и  $\pm 60^\circ$  для диэлектриков. В области максимума собственного теплового излучения неламбертовский характер индикатрис излучения/отражения поверхностей наблюдаемого реального объекта в окружении таких же неламбертовских излучателей обуславливает весьма сложную структуру его инфракрасного портрета, если он регистрируется с достаточной разрешающей способностью по температуре. Его прогнозирование возможно лишь на грубом уровне и чаще всего описывается с привлечением аппарата случайных пространственно-временных процессов.

Отсутствие равновесия излучения в принципе всегда вызывает отклонение состояния тела от термодинамического равновесия. Если температура тела поддерживается выше (ниже) температуры окружающей среды (окружающих тел), то испускание теплового излучения приводит к понижению (повышению) температуры тела у поверхности по сравнению с температурой более глубоких его частей. При отсутствии равновесия закон Кирхгофа в полной мере применим только к слою поверхности, ответственному за формирование теплового излучения в данном диапазоне длин волн. В диапазоне работы современных тепловизионных приборов это весьма тонкий слой, не превышающий единиц миллиметров (за исключением прозрачных и полупрозрачных объектов). Он, в свою очередь, одновременно с излучением

принимает участие в конвекционном теплообмене с окружающей средой. В ряде случаев в теплообмене участвуют процессы поглощения/выделения тепла при фазовых переходах, связанных с испарением/конденсацией атмосферной влаги на поверхности наблюдаемых объектов.

В практических руководствах, например, фирмы FLIR, рекомендуется учитывать влияние конвекционного теплообмена на интерпретацию результатов дистанционного измерения радиационной температуры объекта  $T_{изм}$  путём умножения полученного значения  $T_{изм}$  на «понижающий» корректирующий коэффициент, зависящий от скорости ветра, обдувающего наблюдаемый объект» (см. таблицу 2.1).

В реальных условиях при рассмотрении баланса обмена лучистой энергией следует учитывать, что количество излучаемой телом энергии зависит только от его свойств (температура, физические характеристики вещества и состояние излучающей поверхности), а количество поглощаемой энергии дополнительно зависит от спектрального состава падающего излучения, т.е. изменяется в зависимости от специфических свойств источника, облучающего данное тело. Поглощение и испускание основной доли лучистой энергии тело может происходить в существенно различных спектральных диапазонах, что приводит к значительным отличиям отношения  $\varepsilon(\lambda_1)/\alpha(\lambda_2)$  от единицы. Например, при освещении снегового покрова Солнцем ( $T_c \approx 6000$  К), 98% энергии излучения которого находится в диапазоне 0,15 – 3 мкм, поглощение излучения происходит в этом же диапазоне, в основном, до 3 мкм. Испускаемое снегом ( $T < 273$  К) излучение на 98% заключено в диапазоне 3 – 70 мкм с максимумом около 10 мкм.

Таблица 2.1 – Значение корректирующего коэффициента в зависимости от скорости ветра

Скорость ветра, м/сек	1	2	3	4	5	6	7	8
Корректирующий коэффициент	1	1,36	1,64	1,86	2,06	2,23	2,40	2,54

Отличие от единицы отношения коэффициента поглощения солнечного излучения к низкотемпературному коэффициенту направленного излучения используется, например, при обеспечении равновесной температуры космических кораблей, так как для тела в космическом пространстве единственной возможностью отдать поглощённую энергию солнечных лучей является излучение этой энергии в космическое пространство. Для полированного алюминия коэффициент поглощения солнечных лучей составляет  $\alpha = 0,387$ , а коэффициент направленного ИК излучения этого же материала при  $T = 300$  К равен  $\varepsilon = 0,027$ . В то же время белое покрытие из двуокиси титана имеет коэффициент поглощения солнечных лучей  $\alpha = 0,19$  и коэффициент направленного ИК излучения  $\varepsilon = 0,94$ .

Основное отличие реальных тел от АЧТ состоит в том, что в формировании их оптического поля принимают участие три составляющие: собственное излучение, отражённое излучение окружающего фона и

прошедшее сквозь тело излучение посторонних предметов. В зависимости от того, насколько рассматриваемое тело обладает способностью поглощать (излучать), отражать и пропускать оптическое излучение, все три составляющие будут иметь соответствующий удельный вес в том лучистом потоке, который регистрируется с помощью ИК прибора и используется для интерпретации результатов наблюдений. Эта способность характеризуется с помощью коэффициентов, определяемых как отношение соответствующих величин лучистых потоков.

Коэффициент поглощения  $\alpha = \varepsilon$  – отношение лучистого потока, поглощённого телом  $F_2$  к падающему лучистому потоку  $F_1$ :  $\alpha = F_2 / F_1$ .

Коэффициент отражения  $\rho$  - отношение лучистого потока, отражённого от тела  $F_3$ , к падающему лучистому потоку  $F_1$ :  $\rho = F_3 / F_1$ .

Коэффициент пропускания  $\tau$  - отношение лучистого потока, прошедшего сквозь тело  $F_4$ , к падающему лучистому потоку  $F_1$ :  $\tau = F_4 / F_1$ .

Лучистый поток, прошедший внутрь тела, может в свою очередь поглощаться или рассеиваться, а прежде, чем выйти наружу из тела, лучи света ещё раз испытывают отражение от границы раздела двух сред, но уже с внутренней стороны. Все эти трансформации лучистого потока также учитываются с помощью соответствующих коэффициентов рассеяния и многократного отражения. Но в пределах данного курса рассматривается лишь коэффициент рассеяния  $\sigma$ , равный отношению лучистого потока, рассеянного при его прохождении сквозь объём  $F_5$ , к падающему лучистому потоку  $F_1$ :  $\sigma = F_5 / F_1$ . Рассеяние играет важную роль при распространении ИК излучения через атмосферу и учитывается при оценках потерь в линзах и защитных стёклах оптических систем.

В самом общем случае в формировании оптического поля наблюдаемого объекта участвуют все три составляющие: собственное излучение (его доля пропорциональна коэффициенту излучения  $\varepsilon$ , равному коэффициенту поглощения  $\alpha$ ), отражённое излучение (его доля пропорциональна коэффициенту отражения  $\rho$ ) и прошедшее сквозь объект излучение (его доля пропорциональна коэффициенту пропускания  $\tau$ ):

$$\varepsilon + \rho + \tau = 1.$$

Если тело непрозрачно, то  $\tau \sim 0$ , и

$$\varepsilon + \rho = 1; \rho = 1 - \varepsilon; \varepsilon = 1 - \rho.$$

Для газов и рассеивающих сред  $\rho \sim 0$ , и

$$\varepsilon + \tau = 1; \varepsilon = 1 - \tau; \tau = 1 - \varepsilon.$$

Следует обратить внимание на то, что коэффициенты, характеризующие оптические свойства тел, по определению заданы как отношения лучистых потоков. Попытки трактовать коэффициенты отражения и пропускания как отношения измеренных яркостных или радиационных температур содержат в себе источник непредсказуемой погрешности.

В суммарном оптическом поле всех реальных тел обязательно присутствует составляющая собственного ИК излучения, зависящая в первую очередь от температуры и оптических свойств излучающего слоя поверхности тела. Тепловизионное изображение содержит информацию о распределении потоков тепловой энергии внутри тела в той мере, в какой данные потоки достигают его наблюдаемой поверхности. Эта энергия сложным образом трансформируется в собственное ИК излучение, добавляется к отражённой составляющей оптического поля и искажает наблюдаемый в ИК лучах образ объекта по сравнению с его образом в видимом диапазоне. Иногда это добавление содержит ценную информацию, как, например, на рисунке 2.1, тепловой портрет батареи аккумуляторов позволяет дистанционно найти дефектные элементы.

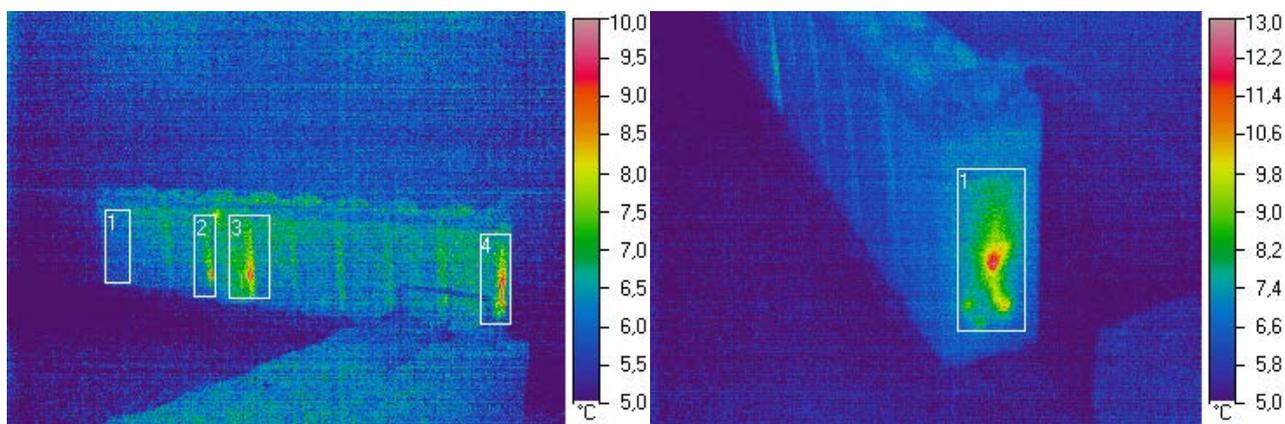


Рисунок 2.1 - Тепловизионный портрет батареи аккумуляторов, содержащей дефектные элементы (представлен В.П. Аксёновым)

Если создать специальные условия, когда тепловизионное изображение объектов формируется, в основном, за счёт отражённого ИК излучения, то такое изображение почти не отличается от телевизионного. Но когда в тепловизионном «портрете» объекта доля собственного излучения велика, то в нём проявляются особенности внутренней структуры и строения наблюдаемого тела и образ объекта на экране ТВП может стать неузнаваемым. Из – за этого при всей схожести тепловизионных и телевизионных изображений между ними, всё-таки, существует целый ряд отличий, которые либо затрудняют понимание сюжета и обуславливают ошибочные решения оператора, либо позволяют получать дополнительные сведения к тому, что видел бы наблюдатель, если бы смотрел данный сюжет только невооружённым глазом (см. рисунок 2.2).

Столь же обязательной, как и составляющая собственного ИК излучения, оптическое поле реальных тел содержит составляющую зеркально или диффузно отражённого от того же слоя поверхности излучения других тел, или же составляющую прошедшего сквозь тело излучения. Отражённая составляющая зависит, в первую очередь, от состава падающего излучения и от тех же оптических свойств поверхностного слоя, но мало зависит от температуры наблюдаемого тела. Из - за отражения излучения

высокотемпературного ИК источника от холодной поверхности результирующий сигнал будет превышать излучение АЧТ, имеющее температуру этой холодной поверхности.

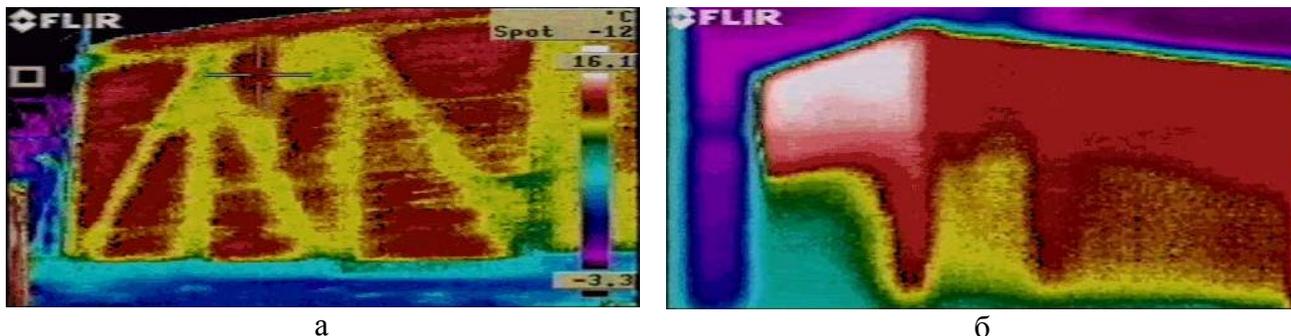


Рисунок 2.2 - Тепловизионные портреты железнодорожных вагонов, полученные с помощью ТВП FLIR P640. Видны элементы внутренней конструкции вагона (а) и находящийся внутри вагона груз прямоугольной формы (б)

На рисунке 2.3 приведён пример тепловизионного изображения пригоризонтной области морской поверхности. В левом нижнем углу видна часть солнечной дорожки. Термодинамическая температура воды одинакова во всех участках поверхности, попадающей в поле зрения ТВП.

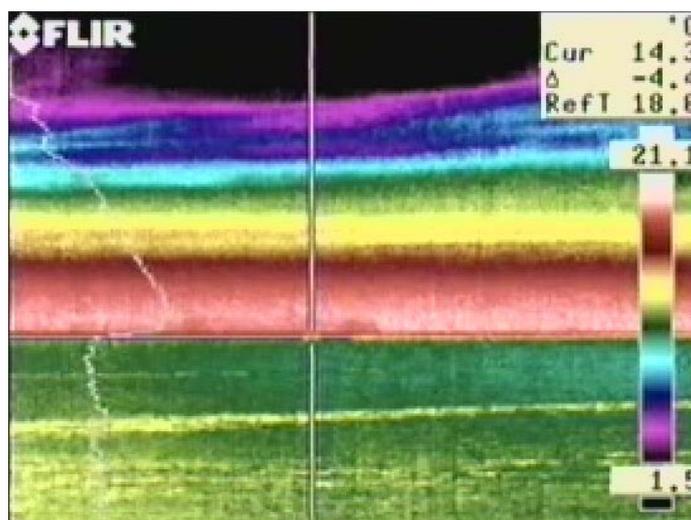


Рисунок 2.3 - Тепловизионное изображение пригоризонтной области моря и части солнечной дорожки на морской поверхности в диапазоне 8 – 12 мкм получено с помощью ТВП FLIR P640

Однако яркостная температура моря в районе солнечной дорожки, оцениваемая по тепловизионному изображению (цветовая шкала температур – справа в кадре), существенно (~ на 12 градусов) превышает яркость морской поверхности вне её и, очевидно, превышает термодинамическую температуру поверхностного слоя воды из-за участия отражённого излучения Солнца. Яркость отдельных бликов на водной поверхности, где проходит солнечная дорожка и отражается излучение Солнца в направлении наблюдателя, всего лишь на два-три порядка меньше, чем, собственно, яркость Солнца. Поэтому совокупный вклад бликующих склонов волн в ИК излучение участка

поверхности моря в районе солнечной дорожки увеличивает «кажущееся» значение его радиационной температуры. Но если посмотреть на этот же участок моря с другой стороны, когда вместо излучения Солнца от воды будет отражаться ИК излучение небосвода, то ИК излучение этих же участков морской поверхности будет определяться, главным образом, собственным излучением воды, и яркость моря много меньше ИК излучения в районе солнечной дорожки.

Из-за несовершенства современных способов количественной оценки оптических характеристик, наблюдаемых в естественных условиях объектов и влияния отражённого фонового излучения тепловизионное изображение в явном виде не позволяет выделить «полезную» его часть, обусловленную только составляющей собственного (теплого) излучения. Особый интерес эта составляющая излучения представляет потому, что в основе преобразования внутренней энергии тела в энергию электромагнитного излучения его поверхности лежат динамические тепловые процессы, зависящие от особенностей строения и функционирования внутренних компонент наблюдаемого тела. Протекающие тепловые процессы могут быть неравновесными либо равновесными внутри больших объёмов равномерно прогретых веществ или внутри полости, окружённой равномерно прогретыми стенками, независимо от типа вещества, из которого эти стенки выполнены. Если у них нет внутреннего источника выделения или преобразования энергии, то постепенно они приходят в состояние термодинамического равновесия с окружающей средой. Однако в реальных условиях сама окружающая среда также изменяется во времени, поэтому в натуральных условиях, даже при наличии теплового равновесия, распределение излучения естественных сюжетов в ИК диапазоне чаще всего обладает неоднородностями, которые принято называть тепловыми контрастами. Благодаря их наличию оказывается возможным обнаруживать антропогенные объекты и природные образования с помощью ТВП и наблюдать их без какой бы то ни было искусственной или естественной подсветки. Пример проявления сложного теплового обмена за счёт механизмов теплопроводности и конвекции в форме «теплого портрета насыпного груза» на поверхности движущихся вагонов приведён на рисунке 2.4.

Тонкая спектральная структура тепловых контрастов в природе весьма сложна, поскольку контрасты каждого из объектов формируются за счёт особенностей распределения температуры и оптических свойств поверхности объекта, свойств окружающих его тел (посылающих своё излучение во всех направлениях и формирующих отражённую составляющую контрастного излучения), а также за счёт фильтрации и собственного ИК излучения той атмосферной трассы, вдоль которой распространяются лучистые потоки.

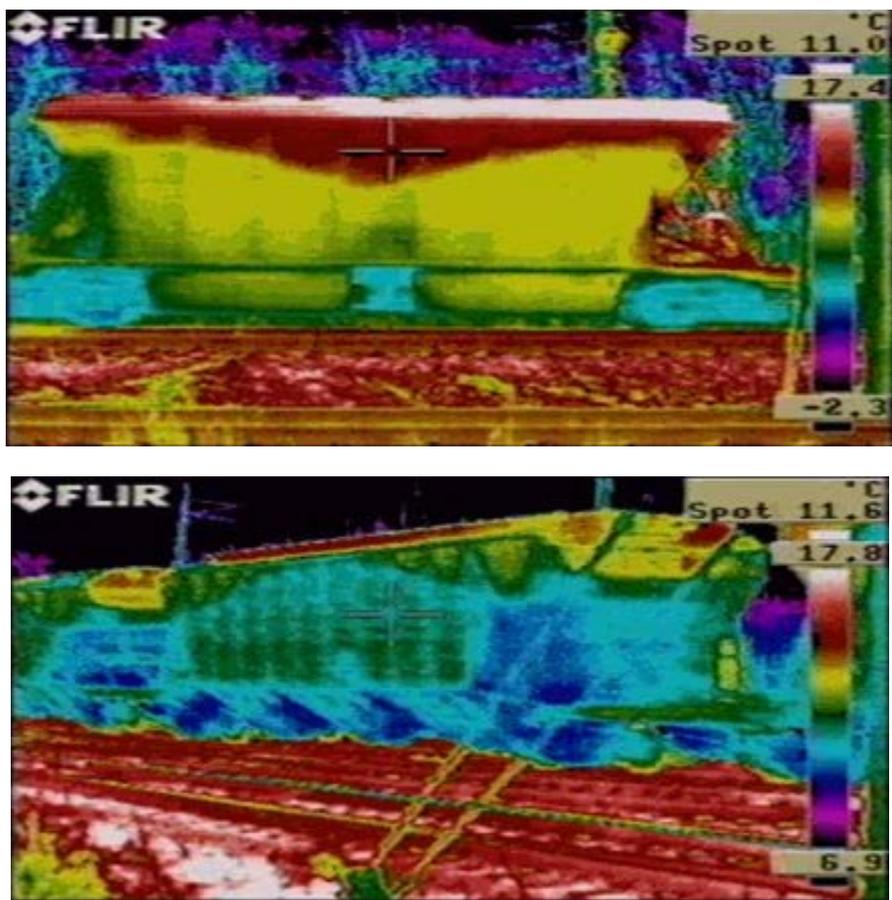


Рисунок 2.4 - Тепловизионное изображение распределения теплового поля по внешней поверхности вагонов с насыпными грузами. Получено с помощью ТВП FLIR P640

В результате, тепловые контрасты природных сюжетов имеют, как правило, случайный характер. При излучении тело теряет тепловую энергию и охлаждается. Если температура тела остаётся неизменной, то это означает, что, либо у него есть внутренний источник выделения тепловой энергии, либо потеря энергии восполняется извне, например, поглощением излучения других тел. Этим объясняется сложность маскировки в течение длительного времени объектов с внутренними источниками тепловыделения (людей, животных и военной техники в активном состоянии) от обнаружения ИК приборами их контрастного теплового излучения. Тепловая маскировка эффективна лишь в некоторых масштабах времени наблюдения, пока изменения условий теплообмена с окружающей средой достаточно невелики. Это же свойство позволяет применять тепловидение для обнаружения очагов возгорания намного раньше, чем проявятся характерные признаки пожара: дым и пламя. На рисунке 2.5 показан тепловизионный снимок, полученный во время пожара на Останкинской телевизионной башне с помощью отечественного ТВП IRTIS диапазона 3 – 5 мкм.

Поскольку в формировании контрастного излучения столь же важную роль, как и температура объекта, играют оптические характеристики его поверхности, отдельное направление исследований составляет выявление их общих свойств и отличительных особенностей.

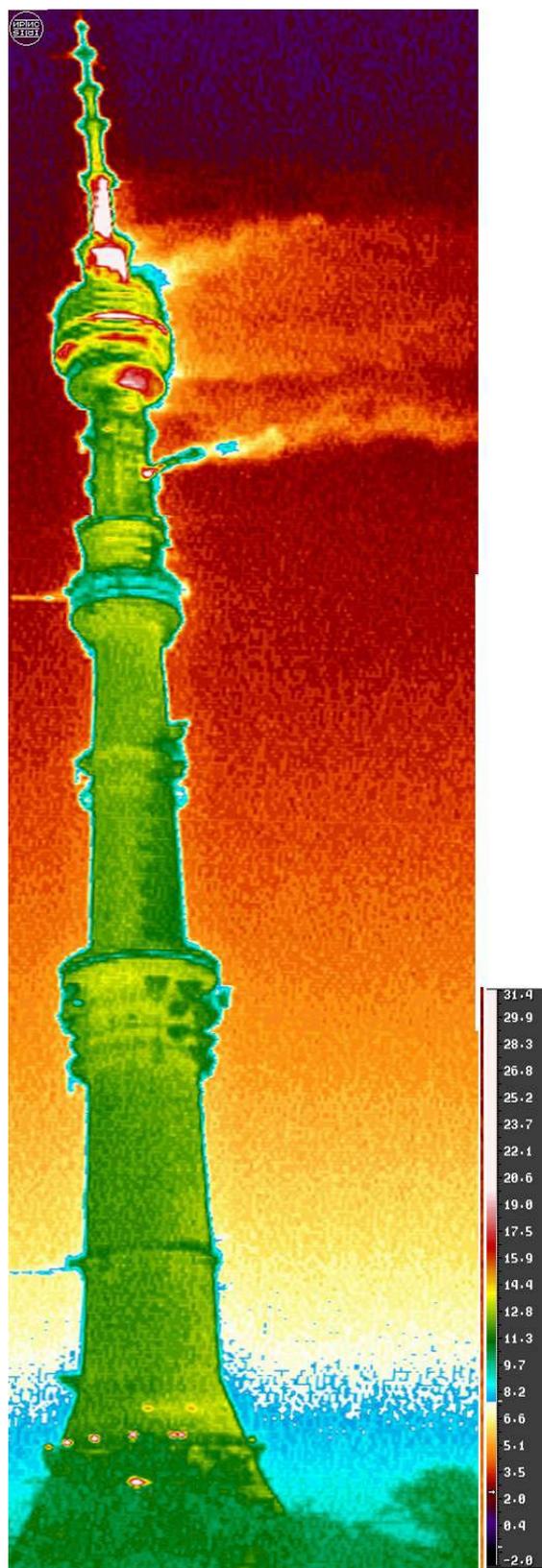


Рисунок 2.5 - Нижний очаг пожара был обнаружен и локализован наблюдателями с помощью ТВП IRTIS значительно раньше, чем в видимом диапазоне проявился дым

## 2.2 Оптические характеристики веществ

Для теплового возбуждения молекул вещества характерно, что при единичном акте излучается строго определённый квант энергии. Если в

веществе разрешены все возможные энергетические переходы, то и энергии квантов излучения этого вещества принимают все возможные значения. Распределение энергии по длинам волн и спектр излучения в таком случае непрерывны. В некоторых средах разрешёнными оказываются лишь отдельные квантованные переходы электрона внутри атома, и тогда излучение сосредоточено в узких спектральных линиях, а спектр имеет линейчатый характер. Процесс поглощения излучения веществом является обратным по отношению к процессу его собственного излучения и может быть более или менее селективным на длинах волн, присущих рассматриваемой среде. Тепловое излучение твёрдых и большинства жидких тел обладает непрерывным спектром с более или менее выраженными максимумами. В диапазоне 3...14 мкм тепловое излучение при земных температурах обусловлено переходами между колебательными и вращательными энергетическими уровнями молекул. Спектры разных твёрдых и жидких тел могут существенно различаться между собой, что даёт возможность различать их с помощью приборов дистанционного зондирования. Описать спектральное распределение излучения всех твёрдых тел единой аналитической зависимостью невозможно, поэтому в основе базы данных спектральных «портретов» веществ лежат экспериментальные данные.

Вещества в газообразном состоянии имеют спектры, состоящие, как правило, из отдельных линий и полос, характерных для данного газа. Линейчатые спектры атомов и полосатые спектры молекул чётко появляются только в случае, когда излучающее вещество находится в состоянии разреженного газа. С повышением давления спектральные линии излучения/поглощения становятся широкими и нерезкими. У жидких и твёрдых тел индивидуальные особенности спектров ещё более отступают на второй план.

Селективностью оптических характеристик обладают в разной степени все природные тела, что отличает их от идеального АЧТ. Наибольшей селективностью обладают газы, так как они излучают только в узких полосах спектра. Наименьшая селективность у твёрдых тел с шероховатыми поверхностями и диэлектрическими свойствами.

Другое отличие реальных объектов от АЧТ состоит в том, что их излучение подчиняется закону Ламберта только в ограниченных пределах изменения угла  $\omega$ : от  $0^\circ$  до  $40^\circ$  – металлы и от  $0^\circ$  до  $60^\circ$  – диэлектрики. Излучательная способность диэлектриков при  $\omega > 60^\circ$  резко падает, а излучательная способность металлов при  $\omega > 40^\circ$  сначала возрастает (иногда на 20 – 30%), а затем также резко падает.

В общем случае [1] излучательная способность реальных объектов выражается в виде

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) [1 - \rho(\lambda)] \{1 - \exp[-4\pi \mathcal{A}(\lambda) l / \lambda]\},$$

где

-  $[1 - \rho(\lambda)]$  – доля потока, проникшего в тело;

-  $\{1 - \exp[-4\pi \mathcal{G}(\lambda) l / \lambda]\}$  – доля потока, проникшего в тело и поглощённого в нём;

-  $\mathcal{G}(\lambda)$  – спектральный показатель поглощения.

Обычно в ИК области спектра вещество уже в малых толщинах почти полностью поглощает преломленный поток, и тогда  $\varepsilon \approx 1 - \rho$ .

Оптические характеристики вещества достаточно полно могут быть описаны с помощью его комплексного спектрального показателя преломления  $\hat{n}(\lambda)$ :

$$\hat{n}(\lambda) = n(\lambda) - j \mathcal{G}(\lambda) = n(\lambda) [1 - j \chi(\lambda)],$$

где

-  $\mathcal{G}(\lambda) = n(\lambda) \chi(\lambda)$  - спектральный *показатель* поглощения;

-  $\alpha(\lambda) = 4\pi \mathcal{G}(\lambda) / \lambda$  – спектральный *коэффициент* поглощения;

-  $\chi(\lambda)$  – спектральный *индекс* поглощения;

-  $n(\lambda)$  - спектральный показатель преломления.

Поскольку коэффициент преломления  $\hat{n}(\lambda)$  в общем случае является комплексной величиной, то излучательная способность и коэффициент отражения также являются комплексными. Это означает, что имеется сдвиг фаз в отражённом излучении, и что при расчётах коэффициентов излучения и отражения лучистого потока необходимо брать квадраты модулей соответствующих коэффициентов.

Ещё одна особенность важна при расчётах оптических характеристик реальных объектов. Оптическое излучение как вид электромагнитного излучения обладает поляризацией. Будем обозначать составляющую излучения с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения, как  $p$  – составляющую поляризации, а с электрическим вектором, лежащим перпендикулярно к плоскости падения, как  $s$  – составляющую поляризации:

$$\varepsilon_p = 1 - \rho_p; \varepsilon_s = 1 - \rho_s.$$

При неполяризованном излучении:

$$\varepsilon = 0,5(\varepsilon_p + \varepsilon_s); \rho = 0,5(\rho_p + \rho_s).$$

Наиболее полные формулы для расчёта спектральных поляризационных коэффициентов отражения при углах  $0^\circ \leq \omega \leq 90^\circ$  приведены ниже для оптических констант  $n_\lambda$  и  $\mathcal{G}_\lambda$ . При расчётах по этим формулам необходимо принимать [8]:

$$\rho = 0,5 (\rho_p + \rho_s),$$

$$k_\lambda = 4 n_\lambda^4 \mathcal{G}_\lambda^2; n_\lambda^2 - \mathcal{G}_\lambda^2 = \zeta_\lambda,$$

$$a^2(\lambda) = 0,5 \cdot (\{[n_\lambda^2 \cdot (1 - \mathcal{G}_\lambda^2) - \sin^2 \omega]^2 + 4 \cdot n_\lambda^4 \mathcal{G}_\lambda^2\}^{0,5} + n_\lambda^2 \cdot (1 - \mathcal{G}_\lambda^2) - \sin^2 \omega),$$

$$b^2(\lambda) = 0,5 \cdot (\{[n_\lambda^2 \cdot (1 - \mathcal{G}_\lambda^2) - \sin^2 \omega]^2 + 4 \cdot n_\lambda^4 \cdot \mathcal{G}_\lambda^2\}^{0,5} - n_\lambda^2 \cdot (1 - \mathcal{G}_\lambda^2) + \sin^2 \omega),$$

$$\rho_s(\lambda) = [a^2(\lambda) + b^2(\lambda) - 2 a(\lambda) \cos \omega + \cos^2 \omega] / [a^2(\lambda) + b^2(\lambda) + 2a(\lambda) \cos \omega + \cos^2 \omega],$$

$$\rho_p(\lambda) = \rho_s(\lambda) [a^2(\lambda) + b^2(\lambda) - 2a(\lambda) \sin \omega \operatorname{tg} \omega + \sin^2 \omega \operatorname{tg}^2 \omega] / [a^2(\lambda) + b^2(\lambda) + 2a(\lambda) \cdot \sin \omega \cdot \operatorname{tg} \omega + \sin^2 \omega \operatorname{tg}^2 \omega].$$

Величины  $n_\lambda$  и  $\mathcal{G}_\lambda$  существенно зависят от длины волны  $\lambda$  и являются теми физическими параметрами (константами), которые имеют в виду, когда говорят об оптических характеристиках вещества. Их измеряют по специальным методикам, либо рассчитывают по известным значениям электропроводности  $\gamma$  и диэлектрической постоянной  $\zeta(\lambda)$ :

$$\dot{n}(\lambda) = [\zeta(\lambda) - j 2 \gamma \lambda / c]^{0,5} = n_\lambda - j \mathcal{G}_\lambda; n_\lambda \mathcal{G}_\lambda = \gamma \lambda / c,$$

$$n_\lambda = \{0,5 [\zeta(\lambda) + (\zeta(\lambda)^2 + 4 \gamma^2 \lambda^2 / c^2)^{0,5}]\}^{0,5},$$

$$\mathcal{G}_\lambda = \{0,5 [-\zeta(\lambda) + (\zeta(\lambda)^2 + 4 \gamma^2 \lambda^2 / c^2)^{0,5}]\}^{0,5}.$$

Для диэлектриков величины  $\varepsilon$ ,  $\alpha$ ,  $\rho$  и  $\tau$  определяются, в основном, диэлектрической проницаемостью  $\zeta(\lambda)$ , в то время как для хороших проводников они определяются электропроводностью  $\gamma$ . Закон ослабления интенсивности  $I$  электромагнитного излучения при прохождении через слой вещества описывается экспоненциальной зависимостью:

$$I = I_0 \exp\{-4 \pi \mathcal{G}_\lambda l / \lambda\},$$

из которой следует, что если электромагнитная волна проходит слой вещества толщиной  $l$ , равной длине волны  $\lambda$  ( $l = \lambda$ ), то её интенсивность убывает в  $\exp\{4\pi \mathcal{G}_\lambda\}$  раз. Эта глубина проникновения излучения внутрь вещества определяет величину его отражательной и излучательной способности. За характерную глубину проникновения излучения внутрь вещества  $l_0$  принимают такую глубину в долях от длины волны, при которой интенсивность падает в  $e$  раз:

$$l_0 / \lambda = \pi \mathcal{G}_\lambda / 4.$$

Критерием для условной классификации веществ служит величина  $\pi \mathcal{G}_\lambda / 4$ . Если  $\pi \mathcal{G}_\lambda / 4 > 1$ , то считается, что вещество обладает слабым поглощением. Падающее излучение глубоко проникает внутрь вещества и может пройти сквозь него, либо поглотиться в сравнительно толстом слое. Значения  $\pi \mathcal{G}_\lambda / 4 < 1$  считается признаком сильного поглощения излучения. Падающее излучение незначительно проникает внутрь вещества, а отражение сравнительно велико. К таким веществам относятся металлы – с большими значениями  $n$  и  $\rho$ .

### 2.3 Оптические свойства металлов

Все металлы характеризуются наличием свободных электронов проводимости, которые и определяют особенности отражения металлами электромагнитного излучения. Под действием падающего на металл излучения в нём индуцируются вынужденные колебания свободных электронов, которые

создают отражённую волну, исходящую от поверхности металла в окружающее пространство. Интенсивность отражённой от металлической поверхности волны может приближаться к интенсивности падающей волны (но не превышать её). Металлы хорошо отражают падающее электромагнитное излучение из-за его взаимодействия со свободными электронами (их концентрация  $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ). В процессе рассеяния фотонов на электронах формируется направленная отражённая волна. Поглощение фотонов электронами проводимости происходит при относительно редких одновременных столкновениях их с фононами, с примесями, с другими фотонами, с границами зёрен и кристаллов.

При частичном проникновении электромагнитного излучения в металл в нём создаются токи проводимости, с которыми связано выделение Джоулевого тепла. Поглощение излучения является необратимым процессом преобразования энергии электромагнитного поля в энергию хаотического теплового движения. Чем больше плотность свободных электронов, т.е. чем выше проводимость материала, тем меньшая доля падающего излучения проникает в металл и поглощается там. Для идеального тела с бесконечно большой проводимостью, формально, электромагнитное излучение должно отражаться полностью, а потери на Джоулево тепло должны отсутствовать. Столкновения фотонов с электронами проводимости и формирование отражённой волны происходит в приповерхностном «скин-слое» толщиной много менее 1 мкм, в котором проникающее в металл электромагнитное излучение видимого и ИК диапазонов затухает полностью. Уже при  $\mathcal{R} = 1$  ослабление при  $l = \lambda$  составляет  $\exp\{4\pi\} \sim 2,85 \cdot 10^5$  раз. Измерение характеристик отражения электромагнитного излучения от металлов является одним из распространённых методов экспериментального исследования их электропроводности.

Все металлы при чистой полированной поверхности неселективны в ИК области спектра 3 – 14 мкм. Более коротковолновое излучение УФ и рентгеновского диапазона взаимодействует с электронами внутренних оболочек атомов. В рентгеновском диапазоне металлы уже не отличаются от диэлектриков. Однако в видимом и ИК диапазоне оптические и электрические свойства металлов взаимосвязаны из-за определяющей роли свободных электронов: чем выше статическая проводимость металла, тем лучше он отражает излучение.

Показатель преломления  $\hat{n}(\lambda)$  у металлов – комплексная величина. Это вызывает изменение фазы отражённой волны по сравнению с падающей на  $\pi$ . Кроме того, увеличение температуры, как известно, приводит к уменьшению электропроводности  $\gamma$  [ $1/\Omega \text{ см}$ ], что, в свою очередь, обуславливает уменьшение их отражательной способности с ростом температуры и, соответственно, увеличение излучательной способности веществ со свойствами металлов.

Для хороших проводников диэлектрическая постоянная  $\zeta \rightarrow 0$  и

$$n(\lambda) \approx \mathcal{R}(\lambda) [\zeta(\lambda) \lambda / c]^{0.5}.$$

По мере увеличения длины волны  $\lambda$  величины  $n(\lambda)$  и  $\mathcal{A}(\lambda)$  растут и всё более сближаются между собой. Для идеальных проводников при  $\gamma \rightarrow \infty$  и  $n(\lambda) \rightarrow \mathcal{A}(\lambda) \rightarrow \infty$ , а  $\rho \rightarrow 1$ ;  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Поэтому для хорошо проводящих металлов излучательная способность в нормальном направлении к поверхности может быть описана как функция проводимости:

$$\varepsilon(\lambda) = 4 n(\lambda) / \{[n(\lambda) + 1]^2 + \mathcal{A}(\lambda)\} \approx 2 / n(\lambda) = 0,365 [\gamma \lambda]^{-0,5}$$

Для большинства металлов  $\mathcal{A}(\lambda_{\text{вид}}) \approx 1 - 5$ , а  $\mathcal{A}(\lambda_{\text{ИК}}) > 10$ . В соответствии с этим, все металлы в ИК области имеют высокое значение коэффициента отражения  $\rho$  и малую излучательную способность  $\varepsilon$ . У них высока зеркальная составляющая отражательной способности и характерно монотонное уменьшение излучательной способности  $\varepsilon$  с ростом длины волны. Из-за этого спектр собственного теплового излучения металлических предметов сдвинут в сторону более коротких волн по сравнению со спектром излучения АЧТ при той же температуре.

Температура существенным образом влияет на удельное сопротивление  $r$ , на температурный коэффициент  $\beta$  и, соответственно, на оптические характеристики металлов:

$$\varepsilon(\lambda, T) = 0,365 \{r [1 + \beta (T - 293)] / \lambda\}^{0,5} - 0,0667 r [1 + \beta (T - 293)] / \lambda + 0,006 \{r [1 + \beta (T - 293)] / \lambda\}^{1,5},$$

$$\varepsilon(T) = 0,5737 \{r [1 + \beta (T - 293)]\}^{0,5} - 0,1769 T r [1 + \beta (T - 293)].$$

Исходные данные  $r$  (при  $T = 293$  К) и  $\beta$  для различных металлов и сплавов приведены в таблице 2.2 и могут использоваться для оценок изменения оптических характеристик металлических поверхностей по мере их нагревания/охлаждения. Приведённые сведения в явном виде применимы лишь к чистым металлическим поверхностям. На практике же поверхностные слои, как правило, не защищены от внешних воздействий и со временем вступают в те или иные реакции взаимодействия с внешней (химически активной) средой. Поскольку речь идёт о чрезвычайно тонких слоях (меньше 1 микрона), то по мере окисления чистого металла всё более важную роль начинают играть образующиеся поверхностные переходные слои, которые имеют диэлектрическую природу.

Таблица 2.2 – Значения удельного сопротивления  $r$  и температурного коэффициента  $\beta$  для различных металлов и сплавов

Материал	$r$ (Т = 293 К), [ $\Omega$ см]	$\beta$	Материал	$r$ (Т = 293 К), [ $\Omega$ см]	$\beta$
Алюминий	$2,82 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	Сталь	$1,2 - 1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 - 0,003$
Вольфрам	$5,50 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	Железо	$9,80 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$
Золото	$2,42 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	Серебро	$1,62 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
Бронза	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	Константан	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$
Латунь	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	Нихром	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
Медь	$1,72 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	Висмут	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$

Приведённые зависимости также оказываются неприменимыми при механической или термической обработке металлических поверхностей. Наличие оксидных плёнок, пыли или шероховатостей приводит к увеличению излучательной способности и большей её изотропности. Растёт вклад диффузной составляющей в индикатрису отражения. Практически невозможно количественно описать зависимость  $\varepsilon(\lambda, T)$  от характера обработки поверхности и возникающие различия с чистыми полированными материалами. Наибольшее влияние на излучательную способность оказывают состояние поверхности (наличие конденсата и загрязнений) и степень её окисления (температура и время окисления). Максимальную излучательную способность имеет инконикель, промежуточное значение – нержавеющая сталь, а наименьшее – нихром. После окисления и пескоструйной обработки  $\varepsilon(\lambda, T)$  материалов возрастает, а различия сглаживаются. Их угловые зависимости приближаются к ламбертовским, а степень шероховатости оценивается в зависимости от соотношения длины волны излучения  $\lambda$  и характерного размера шероховатостей.

У полированных металлов отклонения от закона Ламберта достигают большей величины, чем у диэлектриков, и охватывают значительно более широкую область значений углов  $\omega$ . Например, у вольфрама лучистость сначала медленно, а затем быстро возрастает на 16% при  $\omega > 75^\circ$ , после чего быстро снижается до 0 при  $\omega = 90^\circ$ . В связи с неламбертовским излучением лучистость вольфрамовой цилиндрической нити (в лампах эталонных источников светового потока) зависит от угла визирования нити накала. Распределение лучистости по диаметру вольфрамовой нити от центра к краям имеет вид двугорбой кривой, а средняя лучистость на 3% выше, чем лучистость в центре.

Вблизи температуры затвердевания (кристаллизации) металлов отсутствует существенное различие не только в характере спектрального распределения их излучения, но и в численных значениях излучательной способности для жидкого и твёрдого состояний. Увеличение излучательной способности металлов в жидком состоянии по сравнению с твёрдым хорошо объясняется изменением электропроводности в зависимости от температуры.

#### 2.4 Оптические свойства диэлектриков

Для идеальных диэлектриков  $\gamma = 0$  и  $n(\lambda) = [\zeta(\lambda)]^{0,5}$ . Тогда при  $\omega = 0$ , то есть, при нормальном падении лучей на поверхность тела:

$$\rho_o(\lambda) = [(n(\lambda) - 1)^2 / (n(\lambda) + 1)^2]; \varepsilon_o(\lambda) = 4 n(\lambda) / [n(\lambda) - 1]^2$$

Общим для всех диэлектриков является увеличение излучательной способности  $\varepsilon(\lambda)$  с ростом  $\lambda$ , хотя при этом часто наблюдаются локальные минимумы  $\varepsilon(\lambda)$ , характерные для данного вещества. По абсолютному значению  $\varepsilon(\lambda)$  для диэлектриков довольно велико (0,5 - 0,9). Например, сухая человеческая кожа в ИК диапазоне имеет излучательную способность

0,96 - 0,98. Вследствие роста  $n(\lambda, T)$  с повышением температуры, значения  $\varepsilon(\lambda, T)$  уменьшаются с увеличением  $T$ .

Специально следует оговорить оптические характеристики зачернённых поверхностей. Часто на практике имеют дело с металлическими объектами, покрытыми диэлектриком, например, слоями сажи. Их визуальная оценка не позволяет определить какие-либо существенные различия при плотности покрытий от  $0,025 \text{ мг/см}^2$  и более. Все покрытия кажутся одинаково чёрными. Однако в ИК области спектра разные по происхождению и по толщине слои сажи обладают разными спектральными коэффициентами излучения и отражения. Некоторые не прозрачные для видимого излучения слои сажи на металле дают в ИК области яркие «блики», характерные для индикатрисы отражения металлической поверхности.

Лакокрасочные покрытия в тонких слоях обладают резко выраженной селективностью поглотительной способности. В видимом диапазоне краски (по определению) имеют разные коэффициенты отражения, в то время как в ИК диапазоне основное различие в излучении окрашенных поверхностей определяется не цветом или типом краски, но состоянием поверхности – матовая, шероховатая или лакированная. Тепловое излучение этих объектов зависит дополнительно от теплопроводности поверхностного слоя (краски), определяющего температуру и теплообмен с внешней средой излучающего слоя. Но толщина этого слоя может быть разной и иногда – достаточно большой. Глубина проникновения оптического излучения в толщину лакокрасочных покрытий резко зависит от его длины волны. На этом построен целый ряд методов анализа художественных картин, документов, банкнот и т.п. Облучая предмет разными по составу лучистыми потоками (ультрафиолетовым, ближним ИК и т.д.) можно наблюдать структуру изображения на разных уровнях под поверхностью и выявлять те особенности, которые не видны невооружённым глазом. Но эти методы требуют дополнительной подсветки в специально выбранном оптическом диапазоне, в то время как тепловизионные методы основаны на регистрации собственного теплового излучения тел.

## *2.5 Оптические свойства воды*

Оптические свойства воды в ИК диапазоне описываются комплексным показателем преломления  $\hat{n}(\lambda)$ . Оптические константы воды  $n(\lambda)$  и  $\mathcal{K}(\lambda)$  сильно зависят от  $\lambda$  (см. таблицу 2.3) [9], и их значения определяют экспериментальным путём.

Большая часть полос поглощения жидкой воды представляет собой полосы поглощения водяного пара, смещённые в сторону длинноволновой части спектра. Полосы перекрываются друг с другом, обуславливая сильное поглощение во всей ИК области. Специальные исследования не выявили существенных отличий в значениях оптических констант природной пресной и солёной воды в ИК диапазоне 3 – 14 мкм. Лишь при больших концентрациях

растворимых солей наблюдаются дополнительные полосы поглощения ИК излучения раствора в области от 3 мкм до 14 мкм. В практике дистанционного ИК зондирования эти особенности не используются из-за того, что не являются устойчивыми отличительными признаками.

Таблица 2.3 – Оптические характеристики воды и нефти

$\lambda$ , мкм	Вода		Нефть	
	$n_\lambda$	$\rho_\lambda$	$n_\lambda$	$\rho_\lambda$
3,8	1,365	0,0035	1,505	0,0065
3,4 ... 5,2	1,385	0,0129	1,540	0,049
10	1,215	0,058	1,506	0,016
10,6	1,185	0,09	1,505	0,017
8,2 ... 12	1,221	0,126	1,505	0,0184

На рисунке 2.6 из [1], с.113, приведены примеры зависимости излучательной способности от угла визирования, наглядно свидетельствующие о близком к ламбертовскому характеру индикатрис излучения/отражения воды в пределах  $\pm 50^\circ - 55^\circ$ .

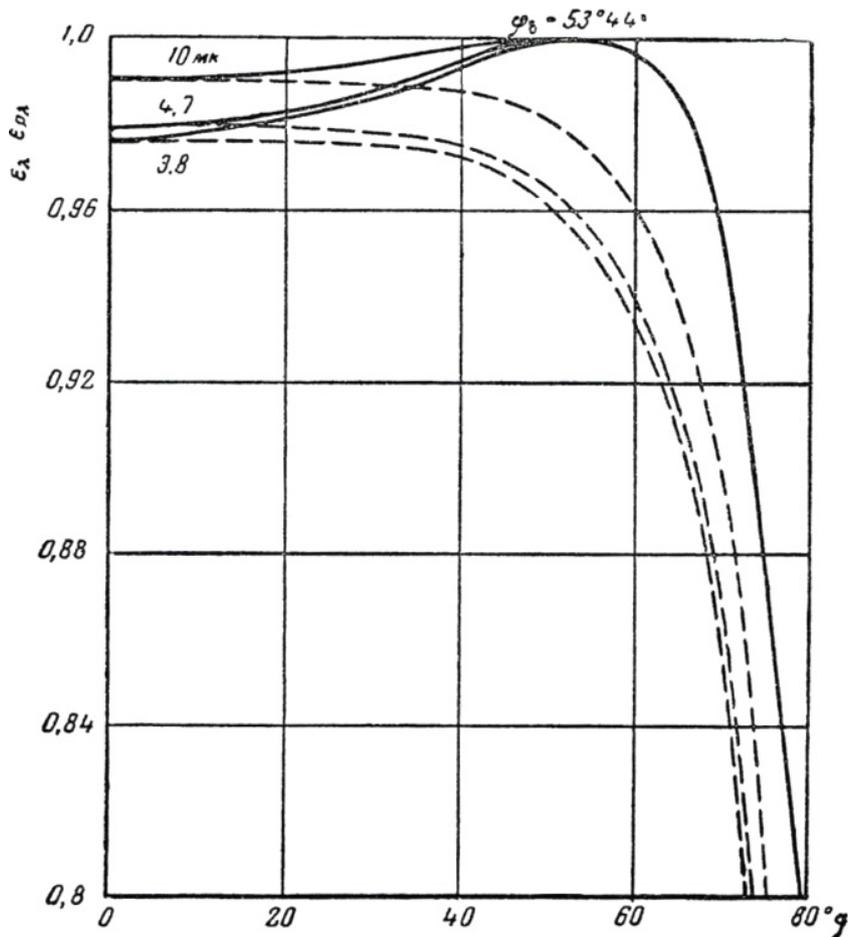


Рисунок 2.6 - Зависимость поляризационных составляющих излучательной способности воды от угла визирования для длин волн  $\lambda = 10$  мкм;  $\lambda = 4,7$  мкм и  $\lambda = 3,8$  мкм. Штриховые линии -  $\varepsilon(\lambda)$ , сплошные линии  $\varepsilon_p(\lambda)$  [1]

Из рисунка 2.7 виден существенно неламбертовский характер излучения воды при углах наблюдения больше  $55^\circ$ . Неполаризованное излучение довольно стабильно при углах визирования от  $0^\circ$  до  $\sim 50^\circ$ , и вода может считаться хорошей моделью АЧТ.

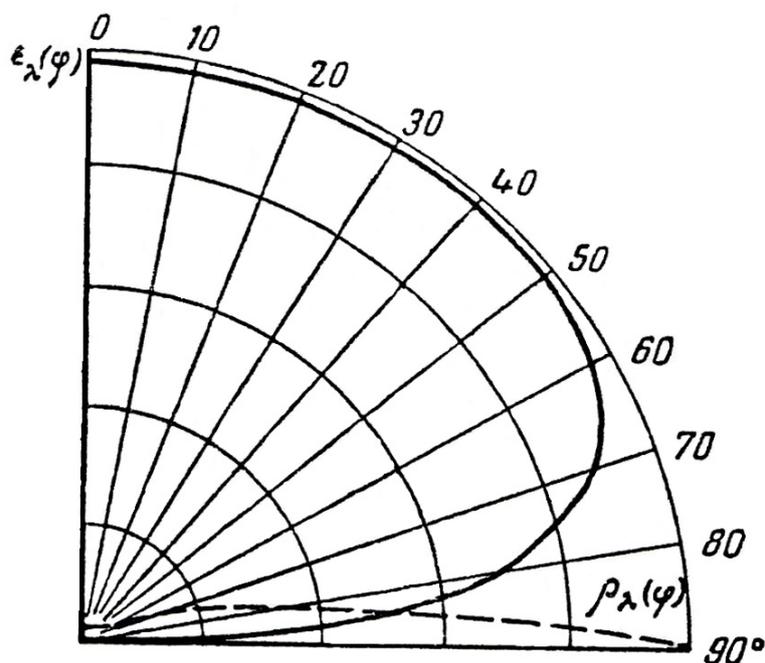


Рисунок 2.7 -Угловой ход спектральных коэффициентов излучения и отражения воды для длины волны  $\lambda = 10$  мкм [1]

При изменении угла  $\omega$  от  $0^\circ$  до так называемого угла Брюстера  $\omega_B(\lambda)$  составляющая  $p$  поляризации излучения растёт почти до 1, а затем начинает уменьшаться, но более медленно, чем для неполяризованного излучения. Наибольшие изменения претерпевает с ростом угла визирования  $s$  составляющая излучения. С углом Брюстера - углом полной поляризации –  $\omega_B(\lambda)$  связана существенная особенность отражения и излучения диэлектриков и полупроводников. При наблюдении поверхности под углом  $\omega = \omega_B(\lambda)$ :  $\rho_p(\lambda; \omega_B) \rightarrow 0$ ;  $\epsilon_p(\lambda; \omega_B) \rightarrow 1$ , то есть, имеет место максимальное собственное и минимальное отражённое излучение для  $p$  составляющей, которая, к тому же, мало изменяется в пределах  $\omega_B = \pm (10 - 15)^\circ$ . Связь  $\omega_B$  с оптическими спектральными характеристиками вещества выглядит как:

$$\sin(\omega_B) = n_\lambda \sin(0,5\pi - \omega_B) = n_\lambda \cos(\omega_B);$$

$$\operatorname{tg}(\omega_B) = n_\lambda.$$

Для комплексных величин  $\dot{n}_\lambda$  приближённый аналог угла Брюстера может быть определён по модулю  $|\dot{n}_\lambda|$ , хотя некоторые отступления от полной поляризации в этом случае неизбежны, так как составляющая отражённого излучения в плоскости падения никогда не может быть полностью погашена (вода не является идеальным диэлектриком). Спектральный ход излучательной способности для  $p$  и  $s$  составляющих поляризации характеризуется

экстремальными точками, в основном, соответствующими аналогичным максимумам и минимумам кривых  $n_\lambda$  и  $\mathcal{G}_\lambda$ . Поскольку  $\omega_B(\lambda)$ - селективная характеристика вещества, то величина, то минимум отражения ( $\rho_p(\lambda; \omega_B) \rightarrow 0$ ) наблюдается для разных значений угла  $\omega_B$  при разных длинах волн. В результате этого закономерности хода спектральных кривых нарушаются и появляются дополнительные максимумы и минимумы ( $\omega_B \pm \Delta\omega$ ) на интегральных кривых, характеризующих углы визирования поверхности воды реальными ТВП, имеющими конечные по ширине спектральные диапазоны  $\Delta\lambda$ . Важно отметить, что даже небольшие изменения значений  $n_\lambda$  и  $\mathcal{G}_\lambda$  приводят к заметным различиям в значениях  $\omega_B$ . Так, например, для воды и для нефти такое отличие в значениях угла  $\omega_B$  составляет около  $6^\circ$ , что вполне достаточно, чтобы обеспечить устойчивое обнаружение пятен нефти на воде с помощью ИК приборов при дистанционном зондировании. Это различие лежит в основе целого ряда методов оптического экологического мониторинга.

Особенности формирования оптического поля поверхностных загрязнений на ВПМ связаны, кроме того, с разной толщиной слоя вещества  $l$ , который реально участвует в формировании его оптического поля и, соответственно, является толщиной «поверхностной пленки». Сложный спектральный ход комплексных показателей преломления воды и нефти обуславливает неоднозначную зависимость глубины слоя  $l$  от длины волны ИК излучения  $\lambda$ . Амплитуда затухания электромагнитной волны при её проникновении под поверхность зависит от соотношения длины волны  $\lambda$  и показателя поглощения вещества на этой длине волны  $\alpha(\lambda)$ . В соответствии с законом Кирхгофа, этот же слой  $l$  определяет и собственное ИК излучение поверхности  $\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda)$ . Если принимать во внимание тот факт, что градиент термодинамической температуры в тонком приповерхностном слое воды может достигать до сотни градусов на мм, то очевидно, что ИК приборы с рабочими диапазонами 3 - 5 мкм и 8 - 12 мкм будут давать различные результаты измерения радиационной температуры одного и того же участка поверхности. В таблице 2.4 приведены оценки толщины слоя воды и нефти, на которой интенсивность падающего излучения уменьшается в  $e^n$  раз.

Таблица 2.4 – Оценка толщины слоя воды и нефти, на которой интенсивность падающего излучения уменьшается в  $e^n$  раз

$\lambda$ , мкм	Толщина, мкм					
	Вода			Нефть		
	в $e^1$ раз	в $e^2$ раз	в $e^\pi$ раз	$e^1$ раз	$e^2$ раз	$e^\pi$ раз
3,8	86,4	172,8	271,4	46,5	93	146,1
3,4-5,2	21,7	43,4		5,7	11,4	17,95
10	13,7	27,4	43,1	49,7	99,5	156,2
10,6	9,4	18,7	29,4	49,6	99,2	155,9
8,2-12	5,8	11,6	18,2	39,7	79,1	124

В первом приближении можно принять, что значения толщины слоя воды, в котором интенсивность падающего излучения уменьшается в  $e^\pi$  раз (в 23,1 раза) соответствуют тому физическому объекту, который формирует основное ИК излучение в данном спектральном диапазоне. Именно его температура должна закладываться в качестве исходных данных при расчёте планковского излучения, а коэффициенты отражения и излучения объекта, покрытого плёнкой воды, полностью определяются характеристиками этой тонкой плёнки.

При более точных расчётах необходимо учитывать следующие важные обстоятельства. Динамический теплообмен такого тонкого слоя жидкости с окружающей газовой средой носит весьма сложный характер из-за процессов испарения/конденсации, конвекции и теплоотдачи за счёт теплопроводности в районе контакта нижней части плёнки в сторону подстилающей поверхности или более глубоких слоёв жидкости. Кроме того, устойчивое существование таких тонких слоёв воды без их разрыва и «свёртывания» в капли возможно лишь на хорошо смачиваемых поверхностях. Поэтому наиболее непротиворечивое применение расчётных методик относится к оценкам характеристик ИК излучения собственно водных масс, у которых реальные оптические свойства определяются тонкими поверхностными слоями, значения толщин которых приведены в таблице 2.2 в мкм.

На величину коэффициента отражения  $\rho(\omega)$  существенное влияние оказывают изменения показателя преломления и поглощения вещества пленки, что позволяет применять различные приёмы дистанционного зондирования для обнаружения разливов нефти, масел или поверхностных загрязнений на поверхности воды. Особенно это влияние сказывается на таких характеристиках, как изменение степени поляризации и отношения дисперсии флуктуаций  $p$  и  $s$  составляющих отражённого ИК излучения для чистой водной и для загрязнённой поверхностей.

## *2.6 Оптические характеристики полупрозрачных тел*

Полупрозрачными телами могут считаться различные оптические материалы, из которых изготавливаются элементы оптических систем ИК приборов, атмосферная трасса и некоторые объекты наблюдения, такие как пламя, горячие газы, пылевые облака и т.п. В [1], стр. 147, приводится подробное рассмотрение баланса лучистых потоков при наблюдении тел, частично пропускающих  $[\tau(\lambda; T)]$ , и частично отражающих  $[\rho(\lambda; T)]$  падающее излучение, и обладающих, кроме того, собственным тепловым излучением  $[\varepsilon(\lambda; T)]$ . Излучательная способность, или отношение энергии излучения полупрозрачного тела к энергии излучения АЧТ при тех же  $T$  и  $\lambda$ , равна:

$$\varepsilon(\lambda; T) = [1 - \rho(\lambda; T)] [1 - \tau(\lambda; T)] / [1 - \rho(\lambda; T) \tau(\lambda; T)].$$

При  $\tau = 0$  (непрозрачное тело) получается обычная формула

$$\varepsilon(\lambda; T) = 1 - \rho(\lambda; T),$$

а при  $\rho = 0$  (идеально просветлённая оптика или нагретые большие массы газа) в первом приближении

$$\varepsilon(\lambda; T) = 1 - \tau(\lambda; T).$$

Из-за многократного отражения на поверхностях раздела сред с разными показателями преломления наблюдаемая отражательная способность  $\rho_n(\lambda; T)$  тел будет всегда больше, чем обычная характеристика  $\rho(\lambda; T)$  того вещества, из которого изготовлено тело:

$$\rho_n(\lambda; T) = \rho(\lambda; T) (1 + \{\tau^2(\lambda; T) [1 - \rho(\lambda; T)]^2\} / \{1 - \rho^2(\lambda; T) \tau^2(\lambda; T)\}).$$

Наблюдаемое пропускание, например, входного окна ИК прибора из-за многократных отражений на двух поверхностях будет равно:

$$\tau_n(\lambda; T) = \tau(\lambda; T) \{ [1 - \rho(\lambda; T)]^2 / [1 - \rho^2(\lambda; T) \tau^2(\lambda; T)] \}.$$

Отсюда очевидна необходимость уменьшать отражательную способность  $\rho(\lambda; T)$  линзовых оптических элементов в ИК приборах, чтобы увеличить собираемую на фотоприёмнике энергию. Однако применяемые в инфракрасной оптике материалы обладают высоким коэффициентом преломления  $n(\lambda)$ , из-за чего их отражательная способность достаточно велика. Чтобы уменьшить коэффициент отражения оптической детали, её покрывают веществом с таким показателем преломления  $n_1(\lambda)$  и толщиной  $l$ , что их произведение равно четверти длины волны излучения  $\lambda$ :  $n_1(\lambda)l = \lambda/4$ . Тогда запаздывание по фазе между лучами, отражёнными от второй поверхности, и лучами, отражёнными от первой поверхности, составит  $\pi$ , и они «погасят» друг друга в результате интерференции волн. Энергия излучения будет распространяться вглубь тела, но не будет отражаться.

Например, на поверхность германиевой линзы ( $n_r = 4$ ) нанесена плёнка сульфида цинка ( $n_c = 2,25$ ) с оптической толщиной  $n_c l = \lambda/4$ . Геометрическая толщина плёнки равна  $l = \lambda/4n_c$ , что для  $\lambda = 10$  мкм составляет  $l = 1,11$  мкм. Коэффициент отражения для нормально падающих лучей определяется формулой:

$$\rho = [(n_r - n_c)^2 / (n_r + n_c)^2]^2$$

и равен  $\rho = 0,009$ , в то время, как без просветляющего покрытия поверхность воздух – германий имеет  $\rho = 0,36$ . Очевидно, что для широкого спектрального диапазона и для большого отклонения лучей от нормали эффективность просветления уменьшается. Многослойные просветляющие покрытия позволяют расширить рабочий спектральный диапазон и поле зрения оптических систем за счёт комбинации из нескольких слоёв с разными  $n$  и  $l$ .

В практике массового оптико-электронного приборостроения для изготовления линз ИК оптических систем наибольшее применение находят кристаллические оптические германий Ge и кремний Si. При широком перечне положительных свойств этих материалов, они обладают тем недостатком, что

при повышении температуры оптические детали из них теряют прозрачность. С ростом температуры увеличивается количество свободных электронов, и материалы всё больше проявляют свойства металлов. Для германия эти процессы становятся заметными уже при температурах  $+50^{\circ}\text{C}$ , а при  $120^{\circ}\text{C} - 160^{\circ}\text{C}$  германиевые линзы почти полностью теряют прозрачность. При этом собственное тепловое излучение этих элементов существенно возрастает как из-за увеличения их коэффициента излучения, так и из-за повышения температуры. Оптические элементы из кремния проявляют подобные же свойства начиная со  $120^{\circ}\text{C}$  и выше.

Германий как элемент для входных линз недостаточно стоек к истиранию (необходимое свойство для длительной эксплуатации). Тем более необходимо защищать от внешних воздействий германиевые линзы с просветляющими покрытиями. Это делается путём нанесения на них специальных тонкослойных защитных покрытий. Широко используемые в технике видимого диапазона алмазоподобные покрытия для ИК оптических элементов требуют особых технологических приёмов нанесения, которые освоены лишь крайне узким кругом предприятий.

Практикуемые в видимой оптике полимерные материалы также не нашли широкого применения в ИК оптике. Большинство из них пропускает излучение лишь до  $1,1\text{ мкм}$ . Исключение составляют полиэтиленовые плёнки (см. рис. 2.8), которые до толщин в  $1\text{ мм}$  весьма удобны в качестве защитных (от осадков) и других подобных аксессуаров. При работе в натуральных условиях с ТВП можно не снимать с них полиэтиленовые защитные чехлы, защищающие входную оптику от дождя и мороси. При этом, дополнительные погрешности измерения радиационных температур объектов будут минимальны, т.к. полиэтилен прозрачен до  $\lambda = 30\text{ мкм}$ . Однако малый показатель преломления полиэтилена не позволяет рассчитывать на него как на элемент традиционной оптики.



Рисунок 2.8 - Иллюстрация фирмой Sofradir пропускания видимого и ИК излучения полиэтиленовой плёнкой (из рекламных материалов фирмы Sofradir)

Для практики важно знать границы пропускания ИК излучения наиболее часто применяемых материалов. Многие кристаллы даже при достаточно большой толщине прозрачны от видимой до далёкой ИК области:  $\text{NaCl}$ ,  $\text{NaF}$ ,

KCl, KJ, KBr, CsJ, CaF<sub>2</sub>, BaF<sub>2</sub>. Основными материалами для линзовых оптических систем диапазона 8-14 мкм являются, помимо кристаллических Ge и Si, керамики на основе ZnS и ZnSe. Большинство прозрачных в видимом диапазоне веществ не пропускают ИК излучение с длиной волны более 5 мкм: плавленый и кристаллический кварц (SiO<sub>2</sub>), тяжёлый флинт, боросиликатный крон, сапфир (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и т.п. Оконное стекло в зависимости от сорта имеет длинноволновую границу пропускания в районе 3 мкм, но не дальше 4 мкм. Из-за этого оно полупрозрачно для ИК приборов, работающих в диапазоне  $\Delta\lambda = 3 - 5$  мкм (MWIR), и совершенно непрозрачно для ИК приборов, работающих в диапазоне  $\Delta\lambda = 8 - 12$  мкм (LWIR) (см. рис. 2.9).

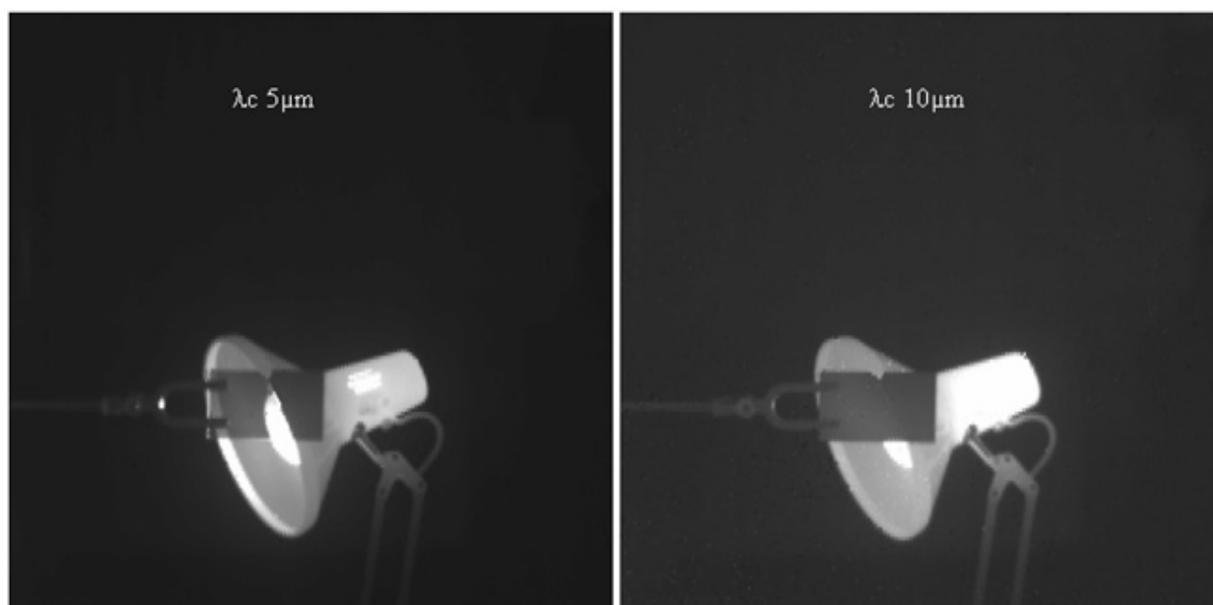


Рисунок 2.9 - Стекло пропускает ИК излучение MWIR и не пропускает излучение LWIR диапазона. Иллюстрация фирмы Sofradir

Например, при измерении радиационной температуры нагретого объекта, находящегося в изолированной камере, которая имеет стеклянный иллюминатор, наибольшая погрешность будет у ТВП LWIR диапазона  $\Delta\lambda = 8 - 12$  мкм (например, с микроболометрическим или пироэлектрическим приёмником ИК излучения). Скорее всего, такой прибор просто не даст изображения объекта, но будет показывать тепловизионное изображения самого иллюминатора как непрозрачной полированной пластины, хорошо отражающей (почти зеркально) ИК излучение окружающей обстановки. ИК прибор MWIR диапазона  $\Delta\lambda = 3 - 5$  мкм (например, с использованием фотоприёмных устройств (ФПУ) на основе InSb или SiPt) позволит зафиксировать изображение наблюдаемого объекта, но погрешность определения радиационной температуры будет велика из-за поглощения ИК излучения стеклом и добавления собственного излучения этого стекла в измеряемый сигнал. И, наконец, наименее чувствительный из существующих ИК фотоприёмников – на основе PbS – позволит зарегистрировать в наибольшей степени близкое к «собственному» тепловое излучение

наблюдаемого объекта, так как рабочий спектральный диапазон ФПУ PbS (до 3 мкм) лежит в области максимального и равномерного по спектру пропускания стекла иллюминатора.

Похожие эффекты проявятся, если наблюдать излучение лампы накаливания с помощью цветового пирометра и ИК приборов MWIR и LWIR диапазонов ( $\Delta\lambda = 3 - 5$  мкм и  $\Delta\lambda = 8 - 12$  мкм). Цветовой пирометр зарегистрирует излучение нити накаливания (2400 К), MWIR тепловизор зарегистрирует лишь часть излучения нити накаливания и часть собственного излучения колбы лампы, а ТВП LWIR диапазона зарегистрирует только собственное тепловое излучение нагретой колбы лампы и отражённое от неё излучение окружающего фона.

## *2.7 Влияние формы поверхности на оптические характеристики реальных тел*

Выше рассматривались тела, имеющие гладкие поверхности. Гладкой считается такая поверхность, у которой неоднородности и шероховатости имеют характерные размеры меньше, чем длина волны падающего излучения  $\lambda$ . Таким образом, одна и та же поверхность может восприниматься как матовая при визуальном наблюдении, но обладать зеркальными характеристиками для излучения в диапазоне 8 - 12 мкм. Если шероховатости на поверхности тела соизмеримы с длиной волны падающего излучения  $\lambda$ , то его оптические характеристики описываются коэффициентами диффузного или зеркально-диффузного рассеяния. При увеличении размеров неоднородностей поверхности тела целесообразно говорить уже о комбинациях элементов конструкций, оказывающих взаимное влияние с точки зрения формирования суммарного оптического поля с учётом многократных отражений излучения. Даже в самом простом случае, когда две плоские поверхности образуют двугранный угол, каждая из поверхностей, обладающая вполне определённым собственным коэффициентом излучения  $\varepsilon$ , эта конструкция будет иметь эффективный коэффициент излучения  $\varepsilon_{\text{эфф}} > \varepsilon$ , изменяющийся вследствие переотражений в зависимости от наклона поверхности, а также от отражения излучения от соседней поверхности.

На практике существует многообразие форм поверхности реальных объектов – волнистые, пористые, вогнутые, ребристые, гофрированные и т.п. Их излучательная способность отличается от излучательной способности плоского гладкого образца, сделанного из того же материала ( $\varepsilon$ ). Это отличие можно учесть введением понятия эффективной излучательной способности ( $\varepsilon_{\text{эф}}$ ) и, соответственно, коэффициента почернения  $g$  [1], с. 181:

$$\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) g(\lambda, T).$$

Эффект «почернения» не может увеличить коэффициент излучения сверх предельно возможного:  $\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) g(\lambda, T) < 1$ , однако некоторые конструкции из материалов даже с блестящими поверхностями могут давать

значения  $\varepsilon_{\text{эф}}$  весьма близкими к 1, если имеет место процесс многократного отражения излучения. Для реальных объектов всегда более близкими к объективным и востребованным на практике являются характеристики индикатрисы излучения и индикатрисы отражения падающего излучения, которые поддаются лишь приближённым расчётным оценкам.

Наиболее строгие методы расчётов  $\varepsilon_{\text{эф}}(\lambda, T)$  и  $g(\lambda, T)$  для полостей и незамкнутых вогнутых поверхностей приведены в [1], стр. 183. В этих расчётах имеют значение относительные геометрические размеры, а не абсолютные. Максимальную степень приближения к свойствам АЧТ имеет сферическая полость диаметром  $D_{\text{сф}}$  с круглым отверстием диаметра  $d_o$ . В таблице 2.5 приведены результаты расчётов значений  $\varepsilon_{\text{эф}}$  при различных значениях излучательной способности  $\varepsilon$  материала стенки полости. Из этих расчётов видно, что даже при неоднородном (пятнистом) характере оптического покрытия внутренних стенок полости, индивидуальные неоднородности отдельных пятен сглаживаются, а эффективная излучательная способность полости достаточно высока уже при  $d_o/D_{\text{сф}} < 0,1$ .

Таблица 2.5 – Результаты расчётов значений  $\varepsilon_{\text{эф}}$  при различных значениях излучательной способности  $\varepsilon$  материала стенки полости

$d_o/D_{\text{сф}}$	$\varepsilon_{\text{эф}}$					
	$\varepsilon = 0,05$	$\varepsilon = 0,2$	$\varepsilon = 0,4$	$\varepsilon = 0,6$	$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon = 0,95$
0,1	0,980	0,995	0,997	0,999	>0,999	>0,999
0,3	0,675	0,914	0,970	0,985	0,998	>0,999
0,5	0,434	0,784	0,910	0,955	0,985	0,997
0,8	0,208	0,682	0,770	0,882	0,935	0,990
1,0	0,095	0,334	0,572	0,750	0,890	0,976

Излучение полого цилиндра диаметром  $d_{\text{ц}}$  и длиной  $D_{\text{ц}}$  в направлении открытого конца всегда выше, чем у плоской поверхности при той же температуре. Наибольший вклад создаётся дном цилиндра, и поэтому именно его температура и излучательная способность принимаются в качестве опорных при расчётах эффективной излучательной способности цилиндра  $\varepsilon_{\text{эф}}$ , приведённой в таблице 2.6. В рамках приведённых выше рассуждений можно объяснить повышение излучательной способности пористых материалов с малыми и средними значениями  $\varepsilon$  самого вещества. Мелкие отверстия на поверхности играют роль чёрных цилиндрических или конических полостей, повышающих коэффициент излучения тела. Например, шлифованная бронза имеет излучательную способность 0,04, но после окисления при 170°С покрывается порами и приобретает  $\varepsilon = 0,57 - 0,63$ .

Таблица 2.6 – Значения эффективной излучательной способности цилиндра

$d_{ц}/D_{ц}$	$\varepsilon = 0,9$	$\varepsilon = 0,75$	$\varepsilon = 0,5$	$D_{ц}/d_{ц}$	$\varepsilon = 0,9$	$\varepsilon = 0,75$	$\varepsilon = 0,5$
0,25	0,9434	0,8491	0,6569	2,0	0,976	0,9308	0,8331
0,5	0,9618	0,8948	0,7424	3,0	-	-	0,8359
1,0	0,9720	0,9229	0,8084	4,0	0,9749	0,9317	0,8367

Эффективная излучательная способность  $\varepsilon_{эф}$  круглого отверстия диаметром  $d_0$  в стенке цилиндрической трубки диаметром  $D_T$  при большой длине трубки может быть представлена как  $\varepsilon_{эф} \rightarrow 1 - \rho \cdot (d_0/2D_T)$ . Эффективная излучательная способность  $\varepsilon_{эф}$  клиновидной или конической полости с углом при вершине  $2\psi$  может быть оценена по формуле  $\varepsilon_{эф} \rightarrow 1 - \rho^{N+1}$ , где  $N$  – число отражений луча внутри полости. Чем меньше угол  $\psi$ , тем больше число отражений луча перед выходом их полости. Так, при  $\psi = 5^\circ$   $N = 18$ , и для полированной платины ( $\rho = 0,7$ )  $\varepsilon_{эф} \rightarrow 1 - (0,7)^{19} = 0,998$ . Для неполированных поверхностей, обладающих диффузным излучением, действительная степень черноты будет значительно ниже. В этом случае приближённая оценка соответствует  $\varepsilon_{эф} \rightarrow (1 - \rho \cdot \sin^2 \psi)$ .

## 2.8 Оценка влияния оптических характеристик объектов на их радиационную температуру

В натуральных условиях при тепловизионном наблюдении реальных тел их радиационная температура может быть больше, меньше или совпадать с температурой АЧТ, находящемся при той же термодинамической температуре. Отличие определяется двумя факторами: излучением фона, отражаемым от поверхности тела, и оптическими характеристиками этой поверхности. При оценках оптического поля реальных тел необходимо учитывать все три фактора, влияющие на индикатрисы его оптических характеристик: тип вещества, состояние поверхности и конфигурацию объекта наблюдения. Различия в этих факторах обуславливают существование контрастного ИК излучения даже у объектов, находящихся в термодинамическом равновесии с окружающей средой. По этой причине маскировка тел в ИК диапазоне затруднена, если рассматривать достаточно длительный период их наблюдения. При измерениях радиационных температур объектов, излучательная способность которых известна неточно, возникают проблемы с интерпретацией полученных результатов. Чтобы иметь представление о количественных соотношениях между значениями коэффициентов излучения и результатами измерений в единицах радиационной температуры, приведены результаты расчётов для наиболее характерных ситуаций соотношений температур объекта наблюдения и окружающего равномерного фона.

Если рассматривать только составляющую собственного теплового излучения тела и не учитывать отражение излучения фона, то, формально,

изменение значения эффективной излучательной способности двух фрагментов одного тела  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}}$  на 0,1 (например, от 0,96 до 0,86) в диапазоне 8 – 12 мкм обуславливает контраст лучистости между фрагментами  $\Delta M = 1,094 \text{ мВт/см}^2$  (при общей для этих фрагментов температуре  $T = 294 \text{ К}$ ). Такой же контраст может быть получен, если сохранить общее значение для обоих фрагментов  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,96$ , но уменьшить температуру излучающей поверхности второго фрагмента от 294 К до 288,15 К, то есть, на 5,85 К. Таким образом, при учёте только составляющей собственного теплового излучения тела изменению излучательной способности  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}}$  на 0,1 соответствует изменению радиационной температуры на 5,85 К. Этот же случай можно рассмотреть применительно к оценке теплового контраста в 1 К. Например, два тела, имеющие одинаковую излучательную способность  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,9$ , но различные температуры излучения, отличающиеся, например, на 1 К ( $T_1 = 293 \text{ К}$  и  $T_2 = 294 \text{ К}$ ), обладают контрастом лучистости в диапазоне  $\Delta\lambda = 8 - 12 \text{ мкм}$   $\Delta M = 0,166 \text{ мВт/см}^2$ . Таким же контрастом лучистости обладают два тела, имеющие одинаковую температуру излучения (например  $T = 294 \text{ К}$  и  $M^0 = 10,94 \text{ мВт/см}^2$ ), но отличающиеся значениями излучательной способности на  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}} = 0,015$ . Достаточно малые изменения излучательной способности от  $\varepsilon_{\text{эф}1} = 0,900$  до  $\varepsilon_{\text{эф}2} = 0,885$  (то есть, на 1,7% по отношению к  $\varepsilon_{\text{эф}1}$ ) формируют такой же контраст ИК излучения  $\Delta M = 0,166 \text{ мВт/см}^2$ , какой формирует достаточно высокий контраст температуры поверхности ( $\Delta T = 1 \text{ К}$ ). Таким образом, при учёте только составляющей собственного теплового излучения тела изменению радиационной температуры на 1 К соответствует изменению излучательной способности  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}}$  на 0,015. При этом, для ТВП не имеет значения, за счёт какого механизма изменяется эффективный коэффициент излучения  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}}$ : разные материалы, изменения индикатрисы при вариациях угла наблюдения, осаждение конденсата на поверхности и т.п.

Примечательно, что указываемая в паспортах на современные ТВП пороговая чувствительность в единицах радиационной температуры  $\Delta T_{\text{пор}} = 0,05 \text{ К}$ , формально может быть соотнесена с его чувствительностью к величине  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}} = 0,00075$ . На такую величину должны была бы устойчиво отличаться излучательная способность двух эталонных моделей АЧТ, если бы измерения пороговой чувствительности ТВП проводились прямым образом по изменению излучательной способности  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}}$ .

При всей условности рассмотрения оптического поля объекта, формируемого только составляющей собственного излучения, на практике к нему близок случай, когда излучающий фон имеет температуру, существенно более низкую, чем температура наблюдаемого объекта. Хотя физические процессы излучения/отражения не изменяются, количественный вклад отражённого излучения может быть пренебрежимо мал, что позволяет считать рассмотренный выше случай как достаточно правомерное приближение, пригодное для грубых количественных оценок.

Для реальных тел изменение их излучательной способности  $\varepsilon_{\text{эф}}$  означает соответствующее изменение их способности отражать и пропускать излучение фона. Ограничившись только рассмотрением отражённой составляющей (приняв  $\tau = 0$ ), связь между вкладом собственного и отраженного излучения можно оценивать на основании соотношений

$$\Delta\rho_{\text{эф}} = \Delta\varepsilon_{\text{эф}} \text{ и } \rho_{\text{эф}} = 1 - \varepsilon_{\text{эф}}.$$

Наиболее простой (и редко встречающийся в натуральных условиях) случай изотермии, при котором температура излучения наблюдаемого объекта в точности равна температуре излучения окружающего фона. Радиационный контраст объекта и фона формально равен 0, и никакие изменения в оптических характеристиках поверхности тела не создадут контраст его излучения, поскольку изменения в собственном его излучении «компенсируются» изменениями в отражённой составляющей фонового излучения. В этом случае измеренная с помощью ТВП радиационная температура объекта совпадает с его термодинамической температурой.

Для ситуации, когда температура излучения фона ниже температуры наблюдаемого объекта, предельным случаем можно считать учёт только составляющей собственного излучения тела (рассмотренный выше). Однако полезно расширить демонстрацию результатов расчётов для более близких к практике соотношений при наблюдении «тёплого» объекта на «холодном» фоне.

Температура наблюдаемого объекта  $T_{\text{об}} = 294 \text{ К}$ ;  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,82$ ;  $T_{\text{фона}} = 288 \text{ К}$ ;  $\Delta\lambda_1 = 3 - 5 \text{ мкм}$  (MWIR);  $\Delta\lambda_2 = 8 - 12 \text{ мкм}$  (LWIR);  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}} = 0,2$ .

Составляющая собственного излучения объекта при температуре  $T_{\text{об}} = 294 \text{ К}$  и  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,82$  составит  $M_{\text{соб}} = M^{\circ} \varepsilon_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{1\text{соб}} = 469,5 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,82 = 0,385 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{2\text{соб}} = 10,94 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,82 = 8,97 \text{ мВт/см}^2$ .

Составляющая отражённого от объекта излучения фона при его температуре  $T_{\text{фона}} = 288 \text{ К}$  и коэффициенте отражения поверхности объекта  $\rho_{\text{эф}} = 1 - \varepsilon_{\text{эф}} = 1 - 0,82 = 0,18$  составит  $M_{\text{отр}} = M^{\circ}_{\text{фона}} \cdot \rho_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{1\text{отр}} = 372,8 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,18 = 0,067 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{2\text{отр}} = 9,86 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,18 = 1,77 \text{ мВт/см}^2$ .

Суммарное излучение наблюдаемого объекта представляет собой суперпозицию собственного и отражённого лучистых потоков

$$M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}}$$

составит:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 385 \text{ мкВт/см}^2 + 67,1 \text{ мкВт/см}^2 = 452,1 \text{ мкВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 8,97 \text{ мВт/см}^2 + 1,77 \text{ мВт/см}^2 = 10,74 \text{ мВт/см}^2$ .

Если интерпретировать результаты измерения лучистого потока в единицах температуры АЧТ ( $T_{1\text{АЧТ}}$  и  $T_{2\text{АЧТ}}$ ), то такие значения составят:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = 452,1 \text{ мкВт/см}^2$ ;  $T_{1\text{АЧТ}} = 293 \text{ К}$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = 10,74 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{2\text{АЧТ}} = 292,9 \text{ К}$ .

То есть, при реальных значениях коэффициента излучения поверхности объекта и соответствующего ему значения коэффициента отражения измеренная при «холодном» фоне радиационная температура объекта ( $\sim 293 \text{ К}$ ) отличается от его термодинамической ( $294 \text{ К}$ ), примерно, на  $1 \text{ К}$  в MWIR и LWIR диапазонах.

Если тот же объект и в тех же условиях изменяет значение коэффициентов излучения/отражения (например, за счёт соответствующих индикатрис при изменении ракурса визирования), то соотношение составляющих в суммарном тепловом портрете также изменится. При уменьшении коэффициента излучения на  $\Delta\varepsilon_{\text{эф}} = 0,2$  от значения  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,82$  до  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,62$  изменения коэффициента отражения  $\rho_{\text{эф}} = 1 - \varepsilon_{\text{эф}} = 1 - 0,62 = 0,38$  обуславливают следующие соотношения энергетических параметров.

Составляющая собственного излучения объекта при температуре  $T_{\text{об}} = 294 \text{ К}$  и  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,62$  составит  $M_{\text{соб}} = M^{\circ} \varepsilon_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{1\text{соб}} = 469,5 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,62 = 0,291 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{2\text{соб}} = 10,94 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,62 = 6,784 \text{ мВт/см}^2$ .

Составляющая отражённого от объекта излучения фона при его температуре  $T_{\text{фона}} = 288 \text{ К}$  и коэффициенте отражения поверхности объекта  $\rho_{\text{эф}} = 1 - \varepsilon_{\text{эф}} = 1 - 0,62 = 0,38$  составит  $M_{\text{отр}} = M^{\circ}_{\text{фона}} \cdot \rho_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{1\text{отр}} = 372,8 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,38 = 0,142 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{2\text{отр}} = 9,86 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,38 = 3,75 \text{ мВт/см}^2$ .

Суммарное излучение наблюдаемого объекта представляет собой суперпозицию собственного и отражённого лучистых потоков

$$M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}}$$

составит:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 0,291 + 0,142 = 0,433 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 6,784 + 3,75 = 10,534 \text{ мВт/см}^2$ .

Если интерпретировать результаты измерения лучистого потока в единицах температуры АЧТ ( $T_{1\text{АЧТ}}$  и  $T_{2\text{АЧТ}}$ ), то такие значения составят:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = 433 \text{ мкВт/см}^2$ ;  $T_{1\text{АЧТ}} = 291,87 \text{ К}$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = 10,534 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{2\text{АЧТ}} = 291,8 \text{ К}$ .

То есть, для «холодного» фона при уменьшении значений коэффициента излучения поверхности объекта и соответствующего ему увеличения значения коэффициента отражения увеличивается отличие измеренной радиационной температуры объекта от его термодинамической температуры ( $294 \text{ К}$ ). Она уменьшается, примерно, на  $2,2 \text{ К}$  в MWIR и в LWIR диапазонах. Наиболее близким практическим примером может служить измерение радиационной температуры дымовой трубы конической конфигурации (см. рис. 2.10), при котором при визировании центральной и периферийной зон поверхности индикатриса излучательной/отражательной способности изменяется существенным образом.

Для ситуации, когда температура излучения фона выше температуры наблюдаемого объекта (наблюдение объекта на «тёплом» фоне) методика расчётов аналогична, однако результат будет противоположным.

Температура наблюдаемого объекта  $T_{об} = 294 \text{ К}$ ;  $\varepsilon_{эф} = 0,82$ ;  $T_{фона} = 303 \text{ К}$  ( $+30^\circ\text{C}$ );  $\Delta\varepsilon_{эф} = 0,2$ .

Составляющая собственного излучения объекта при температуре  $T_{об} = 294 \text{ К}$  и  $\varepsilon_{эф} = 0,82$  составит  $M_{соб} = M^o \varepsilon_{эф}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{1соб} = 469,5 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,82 = 0,385 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{2соб} = 10,94 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,82 = 8,97 \text{ мВт/см}^2$ .

Составляющая отражённого от объекта излучения фона при его температуре  $T_{фона} = 303 \text{ К}$  и коэффициенте отражения поверхности объекта  $\rho_{эф} = 1 - \varepsilon_{эф} = 0,18$  составит  $M_{отр} = M^o_{фона} \cdot \rho_{эф}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{1отр} = 652,79 \text{ мкВт/см}^2 \cdot 0,18 = 0,1175 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{2отр} = 12,69 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,18 = 2,285 \text{ мВт/см}^2$ .

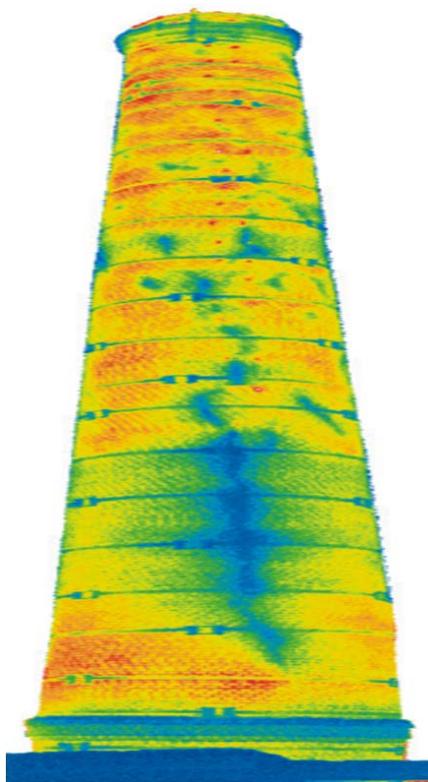


Рисунок 2.10 - Тепловизионное изображение дымовой трубы конической конфигурации, предоставленное специалистами фирмы «Спектр» в 2003 году

Суммарное излучение наблюдаемого объекта представляет собой суперпозицию собственного и отражённого лучистых потоков

$$M_{общ} = M_{соб} + M_{отр}$$

составит:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1$   $M_{общ} = M_{соб} + M_{отр} = 385 + 117,5 = 0,5025 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2$   $M_{общ} = M_{соб} + M_{отр} = 8,97 + 2,285 = 11,255 \text{ мВт/см}^2$ .

Если интерпретировать результаты измерения лучистого потока в единицах температуры АЧТ ( $T_{1АЧТ}$  и  $T_{2АЧТ}$ ), то такие значения составят:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = 502,5 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{1\text{АЧТ}} = 295,82 \text{ К}$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = 11,255 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{2\text{АЧТ}} = 295,67 \text{ К}$ .

То есть, при реальных значениях коэффициента излучения поверхности объекта и соответствующего ему значения коэффициента отражения измеренная при «тёплом» фоне радиационная температура объекта ( $\sim 296 \text{ К}$ ) отличается от его термодинамической ( $294 \text{ К}$ ), примерно, на  $2 \text{ К}$  в MWIR и LWIR диапазонах.

Если тот же объект и в тех же условиях изменяет значение коэффициентов излучения/отражения, то также изменится соотношение составляющих в суммарном тепловом портрете. При уменьшении коэффициента излучения до  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,62$  и соответствующего увеличения коэффициента отражения до  $\rho_{\text{эф}} = 0,38$  изменятся и соотношения энергетических параметров.

Составляющая собственного излучения объекта при температуре  $T_{\text{об}} = 294 \text{ К}$  и  $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,62$  составит  $M_{\text{соб}} = M^{\circ} \varepsilon_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{1\text{соб}} = 469,5 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,62 = 0,291 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{2\text{соб}} = 10,94 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,62 = 6,784 \text{ мВт/см}^2$ .

Составляющая отражённого от объекта излучения фона при его температуре  $T_{\text{фона}} = 303 \text{ К}$  и коэффициенте отражения поверхности объекта  $\rho_{\text{эф}} = 0,38$  составит  $M_{\text{отр}} = M^{\circ}_{\text{фона}} \cdot \rho_{\text{эф}}$ :

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{1\text{отр}} = 652,78 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,38 = 0,248 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{2\text{отр}} = 12,69 \text{ мВт/см}^2 \cdot 0,38 = 4,824 \text{ мВт/см}^2$ .

Суммарное излучение наблюдаемого объекта представляет собой суперпозицию собственного и отражённого лучистых потоков

$$M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}}$$

составит:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 0,291 + 0,248 = 0,539 \text{ мВт/см}^2$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = M_{\text{соб}} + M_{\text{отр}} = 6,784 + 4,824 = 11,608 \text{ мВт/см}^2$ .

Если интерпретировать результаты измерения лучистого потока в единицах температуры АЧТ ( $T_{1\text{АЧТ}}$  и  $T_{2\text{АЧТ}}$ ), то такие значения составят:

- в диапазоне  $\Delta\lambda_1 M_{\text{общ}} = 0,539 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{1\text{АЧТ}} = 297,7 \text{ К}$ ,
- в диапазоне  $\Delta\lambda_2 M_{\text{общ}} = 11,608 \text{ мВт/см}^2$ ;  $T_{2\text{АЧТ}} = 297,5 \text{ К}$ .

Для «тёплого» фона при уменьшении значений коэффициента излучения поверхности объекта  $\varepsilon_{\text{эф}}$  и соответствующего ему увеличения значения коэффициента отражения  $\rho_{\text{эф}}$  увеличивается значение измеренной радиационной температуры объекта, отличаясь от его термодинамической температуры ( $294 \text{ К}$ ), примерно, на  $3,7 \text{ К}$  в MWIR и на  $3,5 \text{ К}$  в LWIR диапазонах.

Практическим примером приведённой оценки может так же служить измерение радиационной температуры взволнованной поверхности воды, когда в поле зрения ТВП попадают участки волн, имеющие разный наклон по отношению к линии визирования (см. рис. 2.11).



Рисунок 2.11 - Тепловизионное изображение взволнованной водной поверхности, полученное LWIR ТВП «Маугли» изготовления АО «ЛОМО»

В условиях, сплошной облачности и температуры воздуха выше температуры воды (сезон ранней весны), отражение излучения «тёплых» участков небосвода «завышает» радиационную температуру отдельных фрагментов по отношению к термодинамической температуре воды. При этом радиационная температура соседних фрагментов волн, обладающих другими наклонами по отношению к наблюдателю, может быть совсем иной.

Приведённые оценки демонстрируют роль эффективной излучательной способности, и, соответственно, индикатрис излучательной/отражательной способности реальных тел при формировании их «теплового портрета», а также иллюстрируют методику количественного (в первом приближении) учёта совокупного влияния внешнего фона и оптических характеристик объекта на достоверность получаемой информации. В современных измерительных ТВП программным путём стараются компенсировать указанные отклонения измеренной радиационной температуры от термодинамической температуры объекта. Из приведённых выше примеров расчётов видно, что сам по себе метод учёта может свести погрешности до пренебрежимо малых величин, однако основные исходные данные: значения оптических характеристик поверхности и параметры излучения фона - определяются весьма приближённо.

### **3 Распространение ИК излучения через атмосферные трассы**

#### *3.1 Общие закономерности ослабления ИК излучения атмосферной трассой*

Электромагнитное излучение при прохождении через земную атмосферу ослабляется. Для волн ИК диапазона 3...14 мкм наиболее существенными являются процессы поглощения и рассеяния излучения молекулами газов, парами воды, аэрозолями и осадками. Главная причина ослабления ИК

излучения при прохождении приземных и вертикальных трасс заключается в его поглощении молекулами газов. Именно молекулярное поглощение определяет характерный вид спектрального коэффициента пропускания  $\tau(\lambda)$  атмосферы. Для усреднённых условий зависимость  $\tau(\lambda)$  приведена на рисунке 3.1.

Участки спектрального диапазона от 3 до 5 мкм и от 8 до 14 мкм принято называть «окнами прозрачности» атмосферы, поскольку в этих участках горизонтальные приземные трассы пропускают ИК излучение достаточно хорошо. В области более длинных электромагнитных волн атмосфера обладает высокими поглощающими свойствами, и поэтому вплоть до миллиметрового диапазона методы дистанционного оптического зондирования наземных объектов не применяются. В области более коротких длин волн ( $\lambda < 2$  мкм) существует множество полос пропускания оптического излучения ближнего ИК, видимого и УФ диапазонов, в пределах которых работают оптико-электронные приборы других (не тепловизионных) типов.

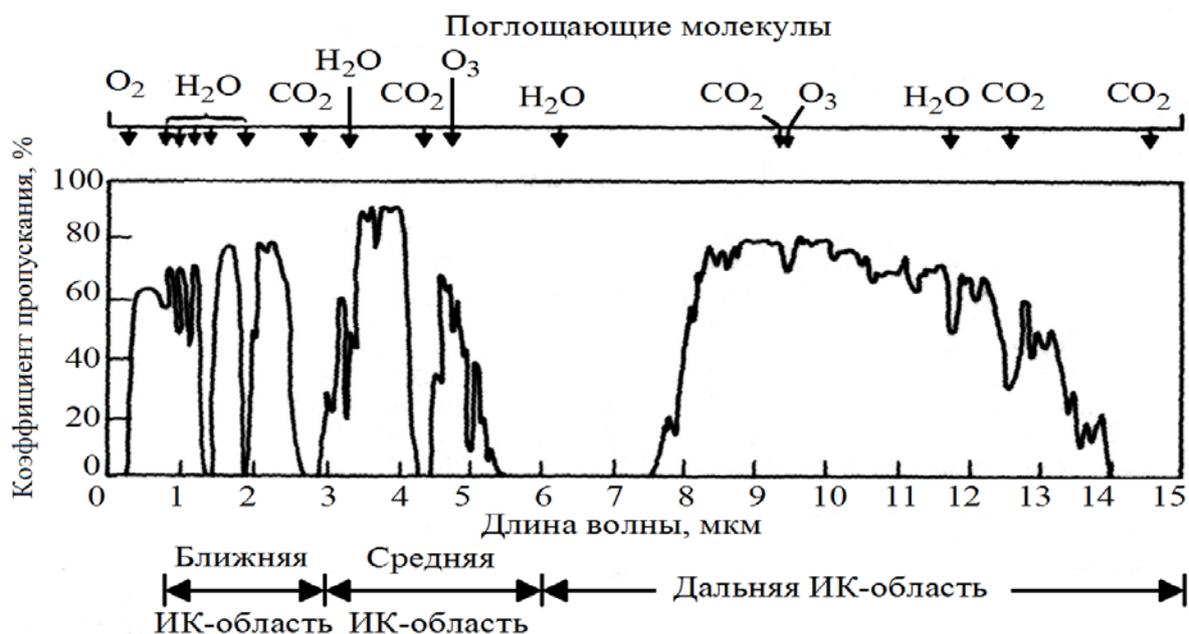


Рисунок 3.1 - Пропускание атмосферной трассы длиной 1,828 км

Молекулярное поглощение ИК излучения газами носит селективный характер и применительно к задачам дистанционного зондирования примечательно тем, что вне «окна прозрачности» в области «полос поглощения» уже на очень малых дистанциях (не более 30 м) полностью ослабляет оптический сигнал от наблюдаемого объекта. При меньших расстояниях оно вносит существенную ошибку в результаты количественных измерений радиационной температуры объекта (например, при использовании пирометров полного излучения). Пропускание атмосферы в пределах «окон прозрачности» 3...14 мкм также зависит от состава и состояния газов в атмосферной трассе, причём эта зависимость заметно сказывается при наблюдении вдоль наклонных трасс, когда концентрация, температура и давление газовых компонентов атмосферы с высотой изменяются.

Основными компонентами молекулярного поглощения, которые целесообразно учитывать при расчётах коэффициента пропускания атмосферных трасс, являются пары воды ( $\text{H}_2\text{O}$ ), углекислый газ ( $\text{CO}_2$ ), озон ( $\text{O}_3$ ) – основные поглотители, и, так называемые, минорные составляющие: закись азота ( $\text{N}_2\text{O}$ ), оксид углерода ( $\text{CO}$ ), кислород ( $\text{O}_2$ ), метан ( $\text{CH}_4$ ) и азот ( $\text{N}_2$ ). Минорные составляющие имеют относительно слабые полосы поглощения, однако, если их не учитывать при расчётах трансформации характеристик оптического поля при дистанционном зондировании объектов со сложной спектральной структурой излучения, то это может привести к погрешностям от десятков до сотен процентов.

Концентрации  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{N}_2$  можно (в первом приближении) считать одинаковыми в пределах земной поверхности, в то время, как концентрация  $\text{H}_2\text{O}$  изменяется в широких пределах как во времени, так и по пространству.

Водяной пар наряду с селективным поглощением обладает также *континуальным поглощением*, которое значительно слабее, чем в основных вращательно-колебательных полосах, но является важным фактором, определяющим ширину и форму «окна прозрачности» 8...14 мкм, и в меньшей степени, «окна прозрачности» 3,4...5,1 мкм.

В большинстве природных условий в атмосфере во взвешенном состоянии находятся достаточно крупные частицы - аэрозоли. Они сравнительно велики по сравнению с молекулами газов и воды, хотя их размеры могут быть как соизмеримы с длиной волны оптического излучения, так и во много раз её больше. Поэтому и механизмы взаимодействия ИК излучения с аэрозолями весьма различны. Частицы, размеры которых велики по сравнению с длиной волны, рассеивают свет в соответствии с законами геометрической оптики и это рассеяние мало селективно. На частицах с размерами порядка длины волны излучения рассеяние будет определяться дифракцией, и оно обладает селективным характером.

Аэрозольное ослабление ИК излучения определяет вариации коэффициента пропускания атмосферной трассы в пределах «окна прозрачности»: излучение частично поглощается компонентами аэрозоля, а частично отражается от них (рассеивается). Соответствующие коэффициенты поглощения и рассеяния представляют собой отношение характеристики лучистого потока (например, энергии), поглощённого или рассеянного частицей, к такой же характеристике лучистого потока, падающего на эту частицу. Как правило, по отдельности данные коэффициенты необходимы при анализе относительно тонких особенностей взаимодействия излучения с веществом, а в прикладных задачах [10] используется сумма этих коэффициентов, называемая коэффициентом аэрозольного ослабления.

В реальных условиях в атмосфере случайным образом флуктуируют все основные параметры, характеризующие состояние газов, - их концентрация, давление и температура. Это, в свою очередь, обуславливает случайные изменения оптических свойств протяжённых атмосферных трасс. Оптическое

излучение проходит сквозь среду с показателем преломления, зависящим от пространственных координат и времени, и из-за этого распространение луча не является прямолинейным. Турбулентность атмосферы порождает искривление световых лучей, флуктуации изображения, фокусировку светового пучка, мерцание и нарушение пространственной когерентности луча. Всё это ограничивает предельное пространственное разрешение приборов для дистанционного оптического зондирования. В частности, для диапазона 3...14 мкм турбулентные явления нужно учитывать для угловых размеров поля зрения 10...15" (~ 0,05... 0,07 мрад).

Наиболее удобной для практических оценок характеристикой турбулентности является структурная функция  $C_n$  - корреляционная функция разности показателей преломления атмосферы по направлению распространения оптического луча [2 - 5, 10, 12]. Суммарный эффект турбулентности характеризуется боковым сдвигом светового луча при прохождении дистанции  $R$  относительно его положения в отсутствие турбулентности. Среднеквадратическое значение сдвига относительно истинного направления можно записать в виде:

$$\sigma = 1,35 C_n (R^{17} / \lambda)^{1/12}.$$

Спектр мощности временных флуктуаций показателя преломления атмосферы сосредоточен, преимущественно, в области от 0,03 до 20 Гц. Турбулентность максимально проявляется в солнечный полдень, а ночью или в подоблачной атмосфере её проявление практически незначительно. В спектральном диапазоне 3...5 мкм турбулентность атмосферы больше, чем в диапазоне 8...14 мкм. Однако существуют определённые пространственные и временные масштабы, в пределах которых можно использовать усреднённые значения коэффициентов пропускания атмосферы без учёта её турбулентности.

Ухудшение качества тепловизионного изображения за счёт турбулентности можно, в первом приближении, оценить характеристикой его «размытия», используя общепринятый параметр ТВП - его «мгновенное поле зрения». При расчётах величина «мгновенного поля зрения»  $\delta$  определяется отношением максимального размера площадки чувствительного элемента фотоприёмника к эквивалентному фокусному расстоянию оптической системы ТВП. Как правило, это значение близко совпадает с измеряемым в лабораторных условиях значением, и решающим образом определяет информационную производительность ТВП. Стремление реализовать наилучшую «пространственную разрешающую способность», определяемую величиной «мгновенного поля зрения»  $\delta$ , объясняет многие особенности конструкций ТВП различных типов. Однако в натуральных условиях турбулентность атмосферы не позволяет получить такое же значение  $\delta$ , как в лабораторных условиях. В [12] рекомендуется использовать величину «эквивалентного» поля зрения  $\delta_{\text{экв}}$ , оценку которого можно получить по формуле

$$\delta_{\text{экв}} = (\delta^2 + \delta_{\text{турб}}^2)^{0,5},$$

где значения  $\delta_{\text{турб}}$  приведены в таблице 3.1 для среднего уровня турбулентности

$$C_n(0) = 1 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}.$$

Таблица 3.1 - Значения  $\delta_{\text{турб}}$

$\Delta\lambda$ , мкм	$\delta_{\text{турб}}$ , мрад					
	$l = 1$ км	$l = 2$ км	$l = 3$ км	$l = 5$ км	$l = 10$ км	$l = 15$ км
3 – 5 (MWIR)	0,031	0,047	0,060	0,082	0,12	0,16
8 - 14 (LWIR)	0,025	0,039	0,049	0,067	0,10	0,13

### 3.2 Методика расчёта коэффициента пропускания атмосферы

В расчётах коэффициента пропускания атмосферных трасс обычно учитываются проявления трёх основных процессов взаимодействия оптического излучения с компонентами атмосферы:

1. Молекулярное поглощение газовыми компонентами, включающее:

- селективное поглощение в полосах  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}_3$  и др.;
- континуальное поглощение паров  $\text{H}_2\text{O}$ ;
- поглощение в полосах некоторых газов (например,  $(\text{N}_2)_2$ ,  $\text{CO}_2$ ),

возникающее в результате взаимодействия молекул (поглощение, индуцированное давлением и не имеющее тонкой линейчатой структуры).

2. Рассеяние и поглощение частицами аэрозоля (аэрозольное ослабление).

3. Рассеяние молекулами воздуха (молекулярное ослабление).

Расчётные оценки количественных характеристик, описывающих трансформацию оптического излучения при его распространении сквозь поглощающую среду, основываются на физическом законе, определяющем ослабление параллельного монохроматического пучка света при его взаимодействии с веществом, заполняющим путь распространения луча – законом Бугера – Ламберта – Бера (также просто закон Бугера) [2 - 5, 10 - 12]. Закон описывается выражением:

$$F = F_0^* \cdot \exp(-\mu R),$$

где  $F$  – лучистый поток, прошедший путь в веществе длиной  $R$ ,  $F_0^*$  – лучистый поток, поступающий в вещество («падающий» луч);  $\mu$  – показатель поглощения, имеющий размерность  $1/\text{м}$ .

По определению коэффициентом пропускания трассы длиной  $R$  называется отношение

$$F / F_0^* = \tau = \exp(-\mu R).$$

Принято считать процессы ослабления излучения разными компонентами земной атмосферы независимыми друг от друга, что позволяет при расчётах просто перемножать соответствующие коэффициенты. Общее выражение для

коэффициента пропускания  $\tau(\lambda)$  на длине волны  $\lambda$  обычно записывается в виде произведения соответствующих компонент:

$$\tau(\lambda) = \tau(\lambda)_{\text{мп}} \cdot \tau(\lambda)_{\text{мр}} \cdot \tau(\lambda)_{\text{ар}},$$

где  $\tau(\lambda)_{\text{мп}}$  - спектральный коэффициент пропускания для составляющих молекулярного поглощения излучения каждым из газов;

$\tau(\lambda)_{\text{мр}}$  - спектральный коэффициент пропускания для составляющих их молекулярного рассеяния излучения;

$\tau(\lambda)_{\text{ар}}$  - спектральный коэффициент пропускания для составляющей аэрозольного рассеяния излучения.

Спектральное значение каждого из компонент рассчитывается так же на основе закона рассеяния света Бугера в форме:

$$\tau(\lambda) = \exp(-R \mu),$$

где  $\mu$ , [км<sup>-1</sup>] - показатель ослабления соответствующего компонента. Входными параметрами при расчётах помимо дистанции  $R$ , [км] выступают: плотность (упругость) водяного пара  $w$ , [г/м<sup>3</sup>], метеорологическая дальность видимости (МДВ)  $S$ , [км], температура воздуха  $T$ , [К]. С погрешностью до 1% выражение для  $\tau(\lambda)$  можно аппроксимировать упрощённой зависимостью вида:

$$\tau(\lambda) = \tau_{\text{сг}}(\lambda) \cdot \tau_{(\text{N}_2)_2}(\lambda) \cdot \tau_{\text{O}_3}(\lambda) \cdot \tau_{\text{с}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda) \cdot \tau_{\text{к}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda) \cdot \tau_{\text{ар}}(\lambda).$$

Обозначения параметров приводятся в таблице 3.2, а их значения для расчётов нужно брать из [8, 9, 12], где содержатся эмпирические данные для аппроксимации значений  $\tau(\lambda)$ . Значения температурного множителя  $\mu(T)$  приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.2 – Обозначения параметров для  $\tau(\lambda)$

Обозначение	Расчётная формула	Физический фактор, учитывающийся данным коэффициентом
$\tau_{\text{сг}}(\lambda)$	$\tau_{\text{с.г.}}(\lambda) = \exp\{-\mu_1 R n^1\}$	Селективное поглощение излучения газовыми примесями
$\tau_{(\text{N}_2)_2}(\lambda)$	$\tau_{(\text{N}_2)_2}(\lambda) = \exp\{-\mu_2 R n^2\}$	Непрерывное поглощение излучения молекулами азота, индуцированное давлением
$\tau_{\text{O}_3}(\lambda)$	$\tau_{\text{O}_3}(\lambda) = \exp\{-\mu_3 R n^3\}$	Селективное поглощение излучения приземным озоном
$\tau_{\text{с}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda)$	$\tau_{\text{с}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda) = \exp\{-\mu_4 (0,1wR) n^3\}$	Селективное поглощение излучения водяным паром
$\tau_{\text{к}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda)$	$\tau_{\text{к}(\text{H}_2\text{O})}(\lambda) = \exp\{-\mu_\lambda \mu(T) w^2 R\}$	Континуальное поглощение излучения водяным паром
$\tau_{\text{ар}}(\lambda)$	$\tau_{\text{ар}}(\lambda) = \exp\{-\mu_a R / S\}$	Непрерывные рассеяние и поглощение излучения частицами аэрозоля

Таблица 3.3 – Значения температурного множителя  $\mu(T)$

T,°C	-3	-1	1	3	5	9	11	13	15
$\mu(T)$	0,739	0,709	0,680	0,653	0,628	0,581	0,559	0,539	0,519
T,°C	17	19	21	23	25	29	31	33	35
$\mu(T)$	0,501	0,483	0,467	0,451	0,436	0,408	0,359	0,382	0,370

Показатель ослабления излучения частицами аэрозоля  $\mu_{ap}$  так же, как и  $\tau_c(H_2O)(\lambda)$  и  $\tau_k(H_2O)(\lambda)$ , чувствителен к содержанию воды в атмосфере. Для систематизации физических данных для многообразных аэрозолей принято объединять их в группы, сходные по оптическим характеристикам и называемые «типом аэрозоля». Для грубого подразделения типа аэрозолей по их происхождению значения  $\mu_{ap}$  приводятся для «окон прозрачности» атмосферы в таблице 3.4 в виде, который можно использовать непосредственно в формулах расчётов. Здесь же приводятся значения показателя ослабления излучения частицами аэрозоля  $\mu_{ap}$ .

Таблица 3.4 – Значения показателя ослабления излучения частицами аэрозоля  $\mu_{ap}$

№	Спектральный диапазон, мкм	Тип аэрозоля «по происхождению»		
		морской	континентальный	городской
1	0,55	3,91	3,91	3,91
2	3 – 5	2,24	0,42	0,60
3	8 - 12	0,85	0,43	0,41

Кроме того, из таблицы 3.4 видно, что даже в самых плохих погодных условиях атмосферная трасса в ИК диапазоне более прозрачна, чем для видимого света из-за того, что длина волны излучения  $\lambda$  в «окне» 8 – 12 мкм в 20 раз больше, чем в видимом диапазоне  $\lambda = 0,5$  мкм.

Для расчётов с использованием таблицы 3.2 необходимые данные, приведённые в таблице 3.5.

Удобно использовать определение коэффициента пропускания  $\tau$  атмосферной трассы длиной  $R$  в форме  $\tau = \exp(-\mu R)$  для оценок его изменения при изменениях длины трассы  $R$ . Например, если трасса длиной 1 км ( $R_1 = 1$  км) имеет в каком либо диапазоне длин волн  $\Delta\lambda$  или на длине волны  $\lambda$  значение  $\tau_1 = 0,8$ , то для трассы длиной  $R = 2$  км ( $R_2 = 2 \cdot R_1$ ) можно оценить на основе  $\tau_2 = \exp(-\mu \cdot 2 \cdot R_1) = \exp\{2 \cdot (-\mu \cdot R_1)\} = (\tau_1)^2$  без учёта многократного рассеяния излучения, то есть, при сохранении закона Бугера)  $\tau_2 = 0,8^2 = 0,64$ . Соответственно, при тех же условиях трасса длиной 0,5 км имеет коэффициент пропускания  $(\tau_1)^{0,5} = (0,8)^{0,5} = 0,894$ .

Таблица 3.5 – Значения характеристик для расчётов по формулам таблицы 3.2

$\lambda$ , мкм	$\mu_1$	$n_1$	$\mu_2$ или $\mu_3$	$n_2$ или $n_3$	$\mu_4$	$n_4$	$\mu_5$
3,20	0,068	0,53	0	0	2,00	0,63	0
3,30	0,199	0,57	0	0	1,211	0,62	0
3,40	0,0593	0,54	0	0	0,364	0,52	0
3,50	0,0109	0,68	0	0	0,112	0,55	0
3,60	0	0	0	0	0,131	0,56	0
3,80	0	0	0,00172	0,84	0,0071	0,60	0
3,90	0,0593	0,54	0,0054	1,04	0,0195	0,61	0
4,00	0	0	0,0256	0,98	$1,27 \cdot 10^{-9}$	0,46	0
4,20	2,81	0,75	0,0839	1,02	0	0	0
4,40	1,83	0,72	0,0677	0,97	0,0996	0,59	0
4,60	0,151	0,47	0,0167	1,01	0,14	0,55	0
4,80	0,0832	0,57	0	0	0,173	0,57	0
5,00	0	0	0	0	0,966	0,63	0
8,00	0,147	0,50	0	0	0,314	0,57	0,0013
9,00	0	0	0	0	0,0424	0,64	0,0015
10,0	0	0	0,0405	0,74	$1,6 \cdot 10^{-5}$	3,9	0,0018
11,0	0	0	0	0	0,00076	2,5	0,0025
12,0	0	0	0	0	0,0445	0,61	0,0036
13,0	0,0627	0,55	0	0	0,123	0,55	0,0052

Длина атмосферной трассы  $R$  от наблюдателя до визируемого под углом  $\Phi^\circ$  ниже линии горизонта (отсчитывается относительно линии горизонта) участка поверхности с высоты  $H$  может быть рассчитана с учётом радиуса Земли  $R_3$  как

$$R = (R_3 + H) \sin \Phi - \{R_3^2 - (R_3 + H)^2 \sin^2 \Phi\}^{0,5}.$$

«Средний радиус Земли», как геоида сложной формы, на уровне Мирового Океана может быть принят равным  $R_3 = 6371$  км. Для морской поверхности, где нет элементов ландшафта, перекрывающих ход луча визирования, полезно использовать выражение для определения «дальности видимого горизонта»  $R_{гор}$ , то есть, той максимальной дистанции, на которой поверхность воды ещё визируется как подстилающая поверхность.

$$R_{гор} = 3,56 H^{0,5},$$

где  $R_{гор}$  определяется в километрах, а  $H$  – в метрах.

Сразу над линией горизонта подстилающей поверхностью является небосвод. Если в пределах от 0 км до  $R_{гор}$  атмосферная трасса, определяющая пропускание и собственное излучение атмосферы, составляет конечное значение  $R$ , то при наблюдении небосвода необходимо переходить на другую физическую модель формирования ИК излучения подстилающей поверхности.

Для понимания содержательной структуры результатов тепловизионного наблюдения и измерения температуры объектов в натуральных условиях

целесообразно привести примеры количественных оценок влияния ослабления и собственного излучения атмосферной трассы на значения радиационных температур одного и того же объекта при разных условиях наблюдения. Допущение состоит в том, что собственное излучение атмосферы может быть представлено произведением излучения АЧТ с температурой воздуха  $T_B$  ( $M^o(T_B)$ ) на коэффициент излучения атмосферы  $\varepsilon_{атм} = 1 - \tau$ , что справедливо в первом приближении без учёта многократного рассеяния излучения, то есть, при сохранении закона Бугера. При расчёте значений радиационной температуры принимались следующие исходные данные:

- температура объекта  $T_{об} = + 20^o C (293 K)$ ;
- излучательная способность поверхности объекта  $\varepsilon_{об} = 0,7$ ;
- отражательная способность поверхности объекта  $\rho_{об} = 1 - \varepsilon_{об} = 0,3$ ;
- коэффициент пропускания атмосферной трассы  $\tau = 0,65$ ;
- коэффициент излучения атмосферной трассы  $\varepsilon_{атм} = 1 - \tau = 0,35$ ;
- спектральный диапазон 8 – 12 мкм.

Излучение окружающего фона, которое отражается от поверхности наблюдаемого объекта с коэффициентом  $\rho_{об}$ , принимается равным излучению АЧТ с температурой воздуха  $T_B$ .

Расчёты приведены в таблице 3.6 для трёх значений температуры воздуха:  $T_{1в} = 0^oC (273 K)$ ;  $T_{2в} = 20^oC (293 K)$ ;  $T_{3в} = 30^oC (303 K)$ . Параметры излучения приводятся в единицах энергетической светимости в диапазоне 8 – 12 мкм [ $Вт/см^2$ ].

Таблица 3.6 – Количественные оценки влияния ослабления и собственного излучения атмосферной трассы на значения радиационных температур одного и того же объекта при разных условиях наблюдения

№	Характеристика	Расчётное выражение	Численное значение		
1	Энергетическая светимость собственного излучения объекта, $Вт/см^2$	$M_{об.соб} = M^o(T_{об}) \cdot \varepsilon_{об}$ $\varepsilon_{об} = 0,7$	0,01076 · 0,7 = 0,00753		
2	Энергетическая светимость собственного излучения фона, $Вт/см^2$	$M_{фона} = M^o(T_B)$	$T_{1в} = 0^oC$ (273 K)	$T_{2в} = 20^oC$ (293 K);	$T_{3в} = 30^oC$ (303 K)
			0,00746	0,01076	0,0127
3	Отражённое от объекта излучение фона, $Вт/см^2$	$M_{фона \rho_{об}} = M^o(T_B) \rho_{об}$ $\rho_{об} = 1 - \varepsilon_{об} = 0,3$	$T_{1в} = 0^oC$	$T_{2в} = 20^oC$	$T_{3в} = 30^oC$
			0,00224	0,00323	0,00381
4	Суммарное излучение объекта, $Вт/см^2$	$M_{об.сум} = M^o(T_{об}) \cdot \varepsilon_{об} + M^o(T_B) \rho_{об}$	$T_{1в} = 0^oC$	$T_{2в} = 20^oC$	$T_{3в} = 30^oC$
			0,00977	0,01076	0,01134
5	Редуцированное атмосферой суммарное излучение объекта в плоскости ТВП, $Вт/см^2$	$M_{об.ред} = M_{об.сум} \tau =$ $= [M^o(T_{об}) \cdot \varepsilon_{об} + M^o(T_B) \rho_{об}] \cdot \tau$ $\tau = 0,65$	$T_{1в} = 0^oC$	$T_{2в} = 20^oC$	$T_{3в} = 30^oC$
			0,00635	0,00699	0,00737
6	Энергетическая светимость собственного излучения атмосферы, $Вт/см^2$	$M_a = M^o(T_B) \varepsilon_{атм} = M^o(T_B) (1 - \tau)$ $\varepsilon_{атм} = (1 - \tau) = 0,35$	$T_{1в} = 0^oC$	$T_{2в} = 20^oC$	$T_{3в} = 30^oC$
			0,0026	0,00376	0,00444

Продолжение Таблицы 3.6

7	Общая энергетическая светимость излучения объекта и атмосферной трассы, зарегистрированная ТВП, Вт/см <sup>2</sup>	$M = M_{об.ред} + M_a =$ $= [M^o(T_{об}) \cdot \varepsilon_{об} + M^o(T_B) \rho_{об}] \cdot \tau +$ $+ M^o(T_B) (1 - \tau)$	T <sub>1в</sub> = 0°C	T <sub>2в</sub> = 20°C	T <sub>3в</sub> = 30°C
			0,008961	0,010757	0.0011814
8	Зарегистрированная ТВП радиационная температура излучения объекта с учётом отражённого излучения фона и атмосферной трассы в единицах К.	-	T <sub>1в</sub> = 0°C (273 К)	T <sub>2в</sub> = 20°C (293 К);	T <sub>3в</sub> = 30°C (303 К)
			282,7 К	293 К	298,56 К
9	Отклонение зарегистрированной ТВП радиационной температуры от термодинамической температуры объекта, ΔT, К	ΔT = T <sub>рад</sub> - T <sub>об</sub>	ΔT = = -10,3 К	ΔT = 0	ΔT = = +5,56 К

### 3.3 Оценки погрешностей при расчётах коэффициента пропускания атмосферы

Погрешность результатов расчёта спектральных коэффициентов пропускания в “окнах прозрачности” атмосферы определяется неточностью заложенных в алгоритм количественных связей между входными и выходными параметрами и погрешностью задания входных параметров. Наиболее удобный подход к определению показателя аэрозольного ослабления  $\mu_{ар}$  состоит в том [13], чтобы представить его в виде произведения показателя аэрозольного ослабления в видимой области спектра  $\mu_{\lambda} = 0,55^a$  и относительного спектрального показателя аэрозольного ослабления  $\mu_{\lambda}^{a,отн}$ , причём, метеорологическая дальность видимости  $S$  связана с показателем аэрозольного ослабления в видимой области спектра через порог контрастной чувствительности глаза  $\varepsilon_{пор}$  ( $0,02 \leq \varepsilon_{пор} \leq 0,05$ ):

$$\mu_{ар} = \mu_{\lambda} = 0,55^a \cdot \mu_{\lambda}^{a,отн} = [\ln(1/\varepsilon_{пор})] \mu_{\lambda}^{a,отн} / S$$

Внешним параметром, подлежащим количественной оценке, является показатель аэрозольного ослабления в видимой области спектра  $\mu_{\lambda} = 0,55^a$ , который может определяться непосредственно лишь при фотоэлектрических измерениях, а в большинстве случаев он получается на основе определения метеорологической дальности видимости (МДВ)  $S$  [км]:

$$\mu_{\lambda} = 0,55^a \cdot [\ln(1/\varepsilon_{пор})] / S$$

Метеорологическая дальность видимости – расстояние, при котором из-за воздействия атмосферной дымки наблюдающий невооружённым глазом оператор в условиях хорошей освещённости теряет видимость чёрной поверхности, имеющей угловые размеры не менее 20 угловых минут и

проектирующей на светлом фоне. Два важных параметра – угловой размер, намного превышающий угловую разрешающую способность глаза, и контраст объекта, максимально близкий к 1 в условиях хорошей дневной освещённости, должны выполняться непременно, но на практике, чаще всего, выдерживаются с отклонениями. Субъективный параметр, каким является контрастная чувствительность глаза, у разных людей в различных условиях изменяется от 0,05 до 0,2 и дополнительно вносит разброс в результаты измерений.

Достаточно большая неопределённость в формулировке параметра МДВ приводит к большой неопределённости (погрешности) результатов её измерения в натуральных условиях. Измерения МДВ в наземной сети метеостанций проводится как визуально по заранее выбранным ориентирам, так и инструментальными методами с помощью приборов различного типа. Например, прибор М - 53 даёт среднюю квадратичную погрешность 20...25%. Погрешности измерений  $S$  с помощью фотоэлектрических трансмиссометров типа РДВ-25 существенно зависят от условий измерений, в частности, от значения собственно измеряемой  $S$ , значения длины измерительной базы и т.п. Особо важен тот факт, что ошибка измерения минимальна, когда длина базы близка по своему значению к значению инструментально измеряемой  $S$ , что в практической деятельности неосуществимо.

Как видно из таблицы 3.4, тип аэрозоля (морской или континентальный) в видимом диапазоне не проявляет различий, зато на значения аэрозольного коэффициента пропускания атмосферы  $\mu_{ap}$  в ИК диапазоне существенно влияет, какого типа аэрозольная дымка присутствует: морского, континентального, городского или иного типа. На практике встречаются ситуации, когда воздушные массы переносят континентальный аэрозоль далеко в море и морской аэрозоль вглубь континентов. Неправильный учёт состава аэрозольного компонента в атмосфере может являться одним из основных источников погрешностей расчётных оценок значений коэффициента пропускания атмосферы.

Оценка [13] погрешности в определении коэффициента интегрального пропускания приводной трассы в "окне прозрачности" 3,4...4,1 мкм для условий  $0,2S \leq R \leq 2S$  в первом приближении составляет  $\delta \cong (80\%)/S$ , причём коэффициент интегрального пропускания приближённо равен  $\tau \cong 0,2S/R$ . Относительный вклад погрешности аэрозольной компоненты примерно равносителен вкладу погрешности в 30...50% в определении  $S$ . В "окне прозрачности" 8... 12 мкм влияние поглощения в континууме водяного пара настолько велико, что изменение абсолютной влажности от 3...5 г/м<sup>3</sup> до 12 г/м<sup>3</sup> равносильно уменьшению  $S$  от 50 до 3 км. Погрешность расчётов в 20% и меньше можно обеспечить лишь для достаточно узкого круга условий наблюдения:  $R = 1$  км при  $S = 3$  км;  $R = 2$  км при  $S = 5...10$  км;  $R = 5$  км при  $S = 20$  км;  $R = 10$  км при  $S > 20$  км. Для грубой оценки погрешности можно воспользоваться соотношением  $\delta \cong (50\%) / S$ .

### 3.4 Учёт пропускания атмосферной трассы при пониженной видимости в туманах

Условия пониженной метеорологической видимости характеризуются наличием большого количества частиц, образующих дымки, туманы, дождь и т.п. Оптический поток  $dF$ , рассеянный на пути  $dR$ , составляет, согласно закону Бугера,  $dF/F = \beta dR$ , где  $\beta$  - суммарный показатель ослабления света в замутнённой среде. В общем случае [11] в выражениях для коэффициента пропускания  $\tau$  для условий повышенной концентрации частиц вдоль атмосферной трассы необходимо учитывать ослабление излучения частицами  $\beta_p$ :

$$\tau(\lambda) = \exp[-R(\mu + \beta_p)].$$

Описывать связь коэффициента  $\beta_p$  с характеристиками частиц принято выражением  $\beta_p = \pi K_0 n r^2$ , где  $K_0$  - эффективный коэффициент рассеяния, т.е. отношение эквивалента эффективного сечения рассеяния  $1 \text{ см}^3$  атмосферы к суммарному геометрическому сечению  $n$  частиц, содержащихся в этом объёме ( $\pi n r^2$ ).  $K_0$  прямым образом зависит от соотношения размеров частиц  $r$  и длины волны электромагнитного излучения  $\lambda$ , и в диапазоне 3...14 мкм для большинства естественных частиц значение  $K_0$  близко 2, достигая максимума  $K_0 = 3,8$  при  $r = \lambda$ .

В условиях пониженной видимости, когда основная доля лучистого потока ослабляется частицами, целесообразно совместное рассмотрение единого процесса рассеяния и поглощения частицами, называемого *экстинкцией* и характеризуемого *коэффициентом экстинкции*  $\beta_{ex}$ . Переход от дымки к туману при увеличении относительной влажности сопровождается значительными изменениями рассеивающих свойств среды, проявляющимися, в первую очередь, в резком ухудшении видимости. В таблице 3.7 приведены обобщённые [11] данные по спектральным коэффициентам экстинкции для некоторых типов туманов.

Особенность прохождения ИК излучения через туман связана с соизмеримостью размеров полидисперсных частиц воды (капель воды) и длины волны оптического излучения. Это обуславливает резкую изменчивость оптических свойств атмосферной трассы. Так, в метеоусловиях, отнесенных к туману, метеорологическая дальность видимости  $S$  изменяется от 2 км до 0,06 км, что соответствует изменению  $\beta_{ex}$  от  $1,96 \text{ км}^{-1}$  до  $78,2 \text{ км}^{-1}$  или коэффициенту пропускания  $\tau$  от  $0,14 \text{ км}^{-1}$  до  $10^{-34} \text{ км}^{-1}$ . Физические особенности состояния атмосферы предполагают некоторое преимущество в распространении более длинноволнового оптического излучения в замутнённых трассах (см. рис. 3.2).

Таблица 3.7 – Данные по спектральным коэффициентам экстинкции для некоторых типов туманов

Погодные условия	S (МДВ), м	$\beta_{ex}, \text{км}^{-1}$	$\beta_{ex}, \text{км}^{-1}$	$\beta_{ex}, \text{км}^{-1}$
		Спектральный диапазон, мкм		
Туман:		0,55	3...5	8...14
Густой	50	78,2	29,5	12,3
Обычный	100	40	26,5	13,2
	200	19,6	24,7	14,4
	500	7,82	-	-
Легкий	500 - 1000	7,82 - 3,91	15,0	6,8



Рисунок 3.2 - Наблюдение в MWIR ТВП не видимых в телевизионный прибор объектов, приводимое фирмой FLIR в рекламных проспектах

Физическую картину прохождения ИК излучения через плотные локальные образования водяного пара или смешанных аэрозолей необходимо представлять при решении задач использования ТВП в специальных задачах. Фирма FLIR в рекламных проспектах демонстрирует преимущества наблюдения технологического процесса обработки древесины в тепловизионный прибор диапазона 8 – 12 мкм перед его наблюдением в видимом диапазоне (см. рис. 3.3).

Физическая картина распространения ИК излучения в плотных водяных туманах совпадает с формированием оптического поля облаков. В практике использования ТВП наибольшее значение имеют облака нижнего яруса (Stratocumulus - слоисто-кучевые, Stratus – слоистые, Nimbostratus -слоисто-дождевые) и облака вертикального развития (Cumulus - кучевые и Cumulonimbus - кучево–дождевые), состоящие из мельчайших капелек воды, а при температуре ниже 0°C – переохлаждённых, редко – кристаллических. По оптическим характеристикам их можно отнести к категории «густой туман» в таблице 3.7. Из-за большой толщины облаков нижнего яруса и вертикального развития (несколько сотен метров) они не прозрачны для ИК излучения 3 – 14 мкм. Поэтому облака полностью маскируют от наблюдения с помощью

ТВП находящиеся за ними объекты, независимо от того, наблюдаются ли они с поверхности Земли на небосводе, или же с воздушных (космических) носителей на поверхности Земли. Собственное ИК излучение облаков из-за его диффузного характера весьма близко к излучению ламбертовского излучателя с высоким коэффициентом излучения. При расчётных оценках, однако, нет общего решения по определению точного значения температуры излучения облака при его визировании под различными ракурсами.

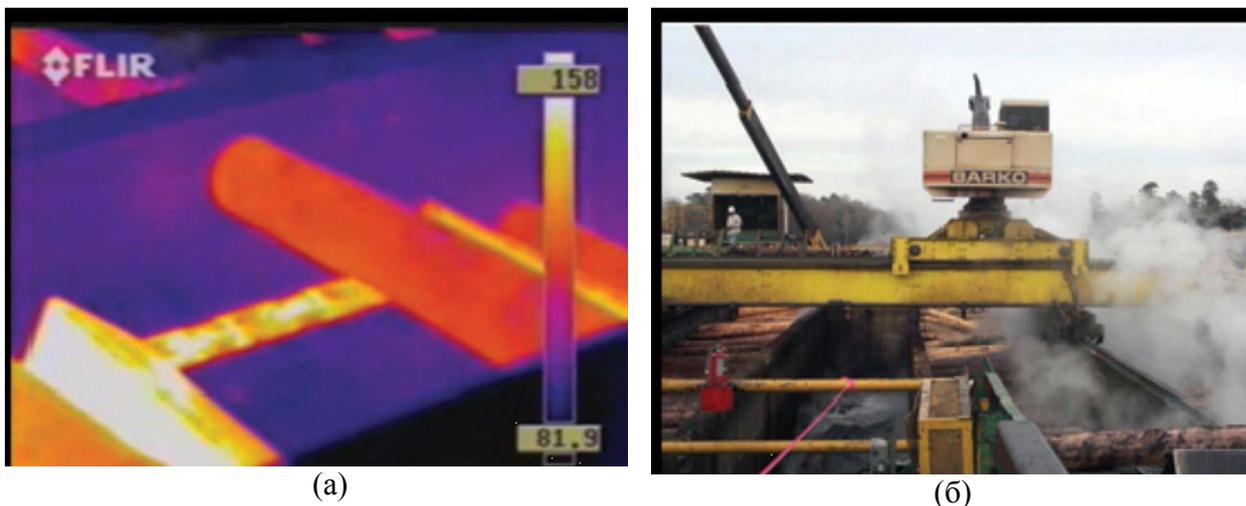


Рисунок 3.3 – Тепловизионное (а) и телевизионное (б) изображения технологической операции обработки древесины, которая производится в присутствии выделения аэрозольного водяного облака

Помимо аэрозолей естественного происхождения в практике применения ИК приборов существенное значение имеют пыледымовые образования (ПДО) антропогенного происхождения, часто генерируемы специально для маскировки объектов. Оптические характеристики таких аэрозольных завес и пыледымовых образований расчётным путём оцениваются с достаточно большой неопределённостью, обусловленной разбросом исходных данных. Основные расчётные выражения не изменяются по сравнению с расчётами для естественной атмосферы, однако значения показателя аэрозольного ослабления зависят от множества факторов и должны восприниматься как осреднённые по широкому набору экспериментов данные, дающие граничные оценки. В расчётном выражении  $\tau(\lambda)_{\text{пдо}} = \exp[-R(\mu_\lambda + \beta_{\text{пдо}\lambda})]$  допустимо ([12], стр. 118) значения  $\beta_{\text{пдо}\lambda}$  определять из следующего выражения, использующего эмпирические коэффициенты  $\eta_0$ ,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  На основе материалов,;

$$\beta_{\text{пдо}\lambda} = \alpha_{0,55} (\eta_0 + \eta_1 \cdot \lambda^{-\eta_2}),$$

$\alpha_{0,55}$  – показатель ослабления излучения при  $\lambda = 0,55$  мкм, использующийся для расчётных оценок МДВ:  $S_m = 3,91 / \alpha_{0,55}$ ; значения  $\eta_0$ ,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  приведены в таблице 3.8 из [12], стр. 150:

Таблица 3.8 – Примерные значения эмпирических параметров  $\eta_0$ ,  $\eta_1$  и  $\eta_2$  для различных ПДО

Тип ПДО	$\eta_0$	$\eta_1$	$\eta_2$
Дымы баллистических топлив	-	-	1,9
Дымы маскирующих завес	0,001...0,16	0,2...0,5	0,9...2,0
Дымы горящей растительности	0,05	0,47	1,5

Так же в [12] на стр. 394 приводятся сведения о динамике рассеяния ПДО в зависимости от скорости ветра  $V_v$ . Если размер ПДО в момент его образования составляет  $l_0 = 10 - 15$  м, то ветер за счёт рассеяния увеличивает его размеры  $l$ . Согласно эмпирической зависимости через промежуток времени  $t$  его размеры составят

$$l = l_0 + 0,5 t \cdot V_v.$$

При этом коэффициент пропускания ПДО увеличивается, приблизительно, по закону:

$$\tau_{\text{пдо}} = 1 - \exp[- (0,05 \beta_{\text{пдо}} \cdot t/t_0)^4],$$

где  $\beta_{\text{пдо}} = 1 + 2,1 V_v^{1,1}$  и согласно [12] « $t$  - время с момента образования ПДО, с;  $V_v$  - скорость ветра, сносящего и рассеивающего ПДО, м/с;  $t_0$  - эффективное время существования ПДО в рабочем спектральном диапазоне ТВП, определяется по экспериментальным данным, соответствующим скорости ветра  $V_v = 3$  м/с, и составляющее в среднем 2 – 3 секунды».

Эффективность маскировки объектов дымовыми завесами от их наблюдения с помощью оптико-электронных систем в ИК диапазоне значительно снижается по сравнению с видимым диапазоном (см. рис. 3.4) из-за существенно большей длины волны ИК излучения по сравнению с рабочим спектральным диапазоном визуальных средств.

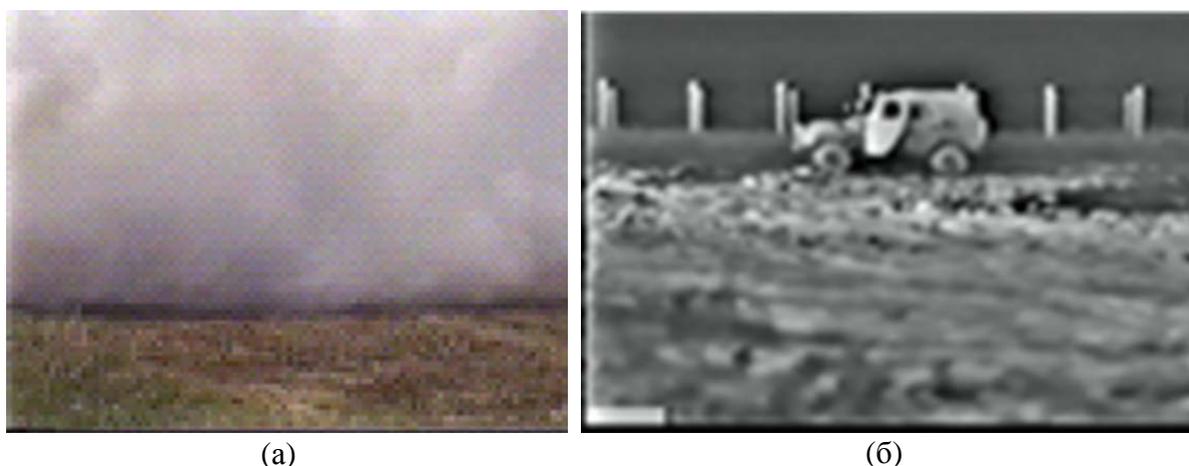


Рисунок 3.4 – Демонстрация различной степени пропускания штатным средством постановки дымовых завес видимого (а) и ИК излучения (б) [19]

### 3.5 Пропускание атмосферной трассы в снегопад и в дождь

Дальность видимости при жидких и твёрдых осадках определяется размерами, конфигурацией и общим содержанием частиц на атмосферной трассе. Одним из наиболее характерных количественно измеряемых параметров метеоситуации является скорость выпадения осадков (эквивалентная жидкой воде)  $Q$  [мм/ч, см/с]. Рассеяние оптического излучения в этих условиях часто принимают априорно неселективным из-за больших размеров тех частиц, которые не удерживаются в воздухе и выпадают в виде осадков. Вместе с тем, натурные данные свидетельствуют о различиях в прозрачности атмосферы, по крайней мере, в видимом диапазоне и в "окнах прозрачности" 3...5 мкм и 8...14 мкм. Существует большая база эмпирических данных относительно рассеяния ИК излучения в осадках разных типов, однако они пока не объединены в обобщённую и общепринятую модель.

При дожде коэффициент экстинкции  $\beta_{\text{ex}}$  можно оценить как

$$\beta_{\text{ex}} = 1,25 \cdot 10^{-6} R/r^3,$$

при  $Q$  [см/с] и радиусе капель  $r$  [см]. Соотношение для коэффициентов экстинкции на разных длинах волн рекомендуется оценивать относительно коэффициента экстинкции на длине волны  $\lambda_0 = 0,6$  мкм как

$$\beta_{\text{ex}}(\lambda_0 = 0,6)/\beta_{\text{ex}}(\lambda) = \lambda_0/\lambda.$$

Неудобство данных рекомендаций в том, что размеры капель дождя неравномерны как по трассе, так и по времени его выпадения. Кроме того, процедура измерения радиуса дождевых капель недостаточно оперативна. На практике в большей степени удобны эмпирические соотношения, не использующие инструментально измеряемые параметры атмосферы, хотя такие соотношения обладают существенно большими погрешностями. В полной мере это замечание относится и к снегопадам. Коэффициент экстинкции  $\beta_{\text{ex}}$  при снегопаде связан с  $Q$  достаточно простыми зависимостями, вид которых, однако, имеет существенные различия из-за особенностей частиц (поскольку значение коэффициента экстинкции может изменяться в пять раз при одних и тех же значениях скорости выпадения осадков):

$$\beta_{\text{ex}} = 3,93Q; \beta_{\text{ex}} = 1,3Q^{0,5}; \beta_{\text{ex}} = 3,2Q^{0,91}; \beta_{\text{ex}} = 1,11Q^{0,42}, \\ \beta_{\text{ex}} = 2,53Q; \beta_{\text{ex}} = 1,993Q^{0,69}.$$

Эмпирическая зависимость, позволяющая оценить связь коэффициента экстинкции в видимом диапазоне с другими метеорологическими параметрами, имеет следующий вид:

$$\beta_{\text{ex}} = 0,233 - 0,081C - 0,101t + 0,019f,$$

где  $C$  - концентрация частиц,  $10^{-8}$  г/ м<sup>3</sup>;  $t, ^\circ\text{C}$  - температура и  $f, \%$  - влажность воздуха у поверхности.

Связь метеорологической дальности видимости  $S_m$  и коэффициентов пропускания атмосферы в "окнах прозрачности" может быть найдена через коэффициенты экстинкции:

$$\beta_{3-5} = 1,05 \beta_{\text{вид}}^{1,05}; \beta_{8-12} = 1,30 \beta_{\text{вид}}^{0,993}.$$

Круг возможных вариаций коэффициента экстинкции в зависимости от скорости выпадения осадков приведён в таблице 3.9 [12].

Таблица 3.9 – Значения коэффициента экстинкции в зависимости от скорости выпадения осадков

$Q$ , мм/ч	$\beta$ , км <sup>-1</sup>		
	0,55 мкм	3 ... 5 мкм	8 ... 12 мкм
1	4	1,05...4,5	1,3...5,15
2	1,5...8	1,61...9,32	1,94...10,25
3	1,8...10	1,95...11,8	2,33...12,8
4	2...12	2,17...14,3	2,59...15,3
5	2,1...20	2,29...24,4	2,72...25,5

Значения коэффициентов пропускания атмосферы  $\tau(\Delta\lambda)$  для усреднённых по интенсивности условий снегопада приведены в таблице 3.10.

Таблица 3.10 – Значения коэффициентов пропускания атмосферы  $\tau(\Delta\lambda)$  для усреднённых по интенсивности условий снегопада

R, м	Коэффициент пропускания атмосферы в спектральном диапазоне		
	Видимый	3 ... 5 мкм	8 ... 12 мкм
50	0,01...0,6	0,907...0,55	0,89...0,527
100	0,835...0,37	0,823...0,307	0,792...0,278
150	0,763...0,223	0,746...0,17	0,705...0,147
200	0,697...0,135	0,677...0,094	0,627...0,077
300	0,583...0,05	0,557...0,023	0,437...0,021
500	0,401...0,007	0,377...0,002	0,312...1,7 10 <sup>-3</sup>
800	0,24...3,4 10 <sup>-4</sup>	0,21...8 10 <sup>-5</sup>	0,155...3,6 10 <sup>-5</sup>
1000	0,165...4,5 10 <sup>-5</sup>	0,142...7,5 10 <sup>-6</sup>	0,097...2,8 10 <sup>-6</sup>

Приведённые результаты обобщений для условий пониженной видимости наряду с инженерными методиками расчётов спектральных коэффициентов пропускания континентальных и морских атмосферных трасс в нормальных условиях служат исходными данными для дальнейших оценок.

Примером таких оценок может служить следующая задача. Коэффициент пропускания лучистого потока равен 0,6. В результате прохождения поглощающей среды (ею может быть атмосферная трасса либо оптическая система ТВП) полезный сигнал ослабляется на 40%. Например, АЧТ при 293 К в диапазоне 3 – 5 мкм излучает 4,52 10<sup>-4</sup> Вт/см<sup>2</sup>. После прохождения этого излучения сквозь среду с коэффициентом пропускания 0,6 на её выходе можно

зарегистрировать лучистый поток с лучистостью  $2,71 \cdot 10^{-4}$ , то есть, на  $1,84 \cdot 10^{-4}$  меньше, чем на входе в поглощающую среду. Это происходит из-за того, что из  $6,13 \cdot 10^{+15}$  фотонов было рассеяно и поглощено  $2,45 \cdot 10^{+15}$  фотонов, и дошло до выхода из вещества только  $3,68 \cdot 10^{+15}$  фотонов. Формально это эквивалентно тому, как если бы среда распространения была бы абсолютно прозрачна ( $\tau = 1$ ), но источник излучения – АЧТ – имел бы температуру на  $12,9 \text{ К}$  меньше, то есть, не  $293 \text{ К}$ , а  $280,1 \text{ К}$ . Пример показывает степень влияния абсолютных значений коэффициентов поглощения среды на количественную интерпретацию результатов измерений лучистых потоков в единицах радиационных температур.

### *3.6 Собственное излучение атмосферы*

В простейших формулах для расчёта амплитуды оптического сигнала (радиационного контраста) как разности средних значений ИК излучения объекта и подстилающей поверхности учёт атмосферной трассы осуществляется простым умножением величины контраста (в единицах энергетической яркости или лучистости) на коэффициент пропускания участка трассы от цели до наблюдателя. При этом принимается, что собственное излучение атмосферы на одинаковых участках одинаково и может формально вычитаться из обоих членов разности.

Исключение делается для тех случаев, когда цель далеко отстоит от той подстилающей поверхности, на которой она наблюдается. Примером этого может служить воздушная цель на фоне моря при её наблюдении из космоса на фоне Земли. Кроме того, когда исследуется ИК излучение фона как источника естественных помех, его неотъемлемой составляющей является собственное излучение атмосферной трассы, имеющее особенно сложный характер в пригоризонтной области. Собственное излучение атмосферной трассы в первом приближении можно принять близким к излучению АЧТ с коэффициентом излучения, дополняющим её коэффициент пропускания до единицы:  $\varepsilon_{\text{атм}} = 1 - \tau$ . В условиях плохой видимости или же для больших атмосферных трасс, когда  $\varepsilon_{\text{атм}} \rightarrow 1$  (например, при наблюдении области над линией горизонта) даже в "окнах прозрачности" атмосферы фоновое излучение можно принимать близким к излучению АЧТ с температурой окружающего воздуха. Сложность в том, температуру какого участка атмосферной трассы следует принимать за «температуру окружающего воздуха», так как на трассе в  $10 \text{ км}$  изменения температуры, например, над поверхностью моря, могут достигать  $2 \text{ К}$ .

Высокочастотные флуктуации собственного излучения атмосферы представляют собой предельный минимальный уровень фоновых помех, обусловленный квантовым характером собственного излучения. Наряду с указанными флуктуациям ИК-излучения атмосферы существуют и флуктуации, связанные с пространственной и временной изменчивостью её параметров на наблюдаемой трассе. Они вносят основной вклад в более низкочастотные составляющие спектра фоновых флуктуаций (спектр мощности флуктуаций

показателя преломления атмосферы сосредоточен в основном в области от 0,03 до 20 Гц). Кроме того, для более точных оценок следует учитывать многократно рассеянное излучение, попадающее в поле зрения ИК прибора и вызывающее дополнительные флуктуации фонового излучения, связанные с длиной атмосферной трассы.

Среднеквадратическое значение (СКЗ) [Вт/см<sup>2</sup>ср] флуктуаций фонового излучения, обусловленного собственным излучением атмосферной трассы в диапазоне длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  с коэффициентом пропускания  $\tau(\lambda)$ , можно в первом приближении при  $\tau \ll 1$  и  $L_B^o(\lambda)$  - спектральной энергетической яркости АЧТ с температурой воздуха  $T_B$  принять равным:

$$\begin{aligned} \text{СКЗ} &= (\varepsilon_{\text{атм}} \cdot D_B^o)^{0,5} = c_1^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \{ [1 - \tau(\lambda)] / [2\lambda^3 \text{Sh}(c_2/2\lambda T_B) \sqrt{2c\pi}] \} d\lambda = \\ &= (\pi \sqrt{2c\pi})^{-1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_B^o(\lambda) [1 - \tau(\lambda)] \lambda^2 \exp(c_2/2\lambda T_B) d\lambda. \end{aligned}$$

При пониженной видимости или при наблюдении объектов на больших расстояниях, флуктуации собственного излучения атмосферы могут давать существенный вклад в фоновую помеху, так как они воспринимаются ИК прибором как переменный оптический сигнал. В наибольшей степени на пропускание и собственное излучение влияют изменение длины атмосферной трассы при изменении угла визирования (в первом приближении зависимости близки к  $H \cdot \text{cosec}\Phi$ ) и аэрозольный состав атмосферы, характеризуемый через обобщенный параметр МДВ ( $S_M$ ). Даже малые вариации среднего значения коэффициента пропускания атмосферной трассы, например, из-за ветрового выноса частиц воды и пыли с поверхности, вызывают мощные крупномасштабные флуктуации собственного излучения атмосферы.

Необходимостью борьбы с указанными оптическими помехами обуславливается одновременное использование в ТВП нескольких рабочих спектральных диапазонов, в частности, в «окнах прозрачности» 3...5 мкм и 8...14 мкм. Для диапазона 3...5 мкм значение собственного излучения фона и атмосферы приблизительно на порядок меньше, а показатель аэрозольного ослабления для морских условий примерно в три раза больше, чем в «окне прозрачности» 8...14 мкм. Однако для континентальных типов аэрозоля показатели аэрозольного ослабления близки между собой и в первом приближении принимается  $\beta_{ap} \approx 0,42/S$  (см. таблицу 3.4). Поэтому в наземных условиях роль собственного излучения атмосферы существенно меньше, чем в морских, а его вклад становится заметным при протяженных трассах или в условиях пониженной видимости.

### *3.7 Контраст ИК излучения локальных участков атмосферы с повышенным содержанием природных и антропогенных газов*

Теоретические представления о различиях характеристик излучения/поглощения локальных областей атмосферы с избыточным содержанием охлаждённого или перегретого газа послужили основой разработки практических методов обнаружения утечек различных природных и антропогенных газов и методов наблюдения объектов сквозь раскалиённые газовые объёмы.

Характерным примером может служить метод дистанционного наблюдения раскалиённой газовой струи реактивного двигателя в области линии поглощения/излучения  $\text{CO}_2$  на длине волны  $\lambda \sim 4,3$  мкм. В этой очень узкой полосе  $\Delta\lambda$  атмосферная трасса даже весьма малой длины полностью поглощает ИК излучение объекта, который имеет температуру окружающей среды. На этом основаны технические приёмы оптического контроля содержания углекислого газа, например, в помещениях и в теплицах. Однако по мере повышения температуры газа его характерная полоса поглощения/излучения в силу физических причин расширяется, причём, тем больше, чем выше его термодинамическая температура. Спектр излучения раскалиённой газовой струи реактивного двигателя заметно шире, чем спектр поглощения атмосферного углекислого газа. Поэтому излучение непосредственно в центре полосы поглощения/излучения  $\text{CO}_2$  полностью поглощается атмосферой, но в областях расширенного спектра горячего газа, выходящего за пределы спектра холодного газа, ИК излучение проходит сквозь атмосферную трассу. Это позволяет наблюдать раскалиённую газовую струю реактивного двигателя «на крыльях полосы поглощения» [3, 4].

Задача дистанционного обнаружения утечек природных и антропогенных газов становится всё более актуальной по мере развития промышленных производств. На практике важным является как сам факт обнаружения повышенной концентрации газа, так и определение места его утечки. На формирование контрастного ИК излучения в области утечек газа оказывает влияние не только изменение оптических характеристик атмосферы в районе повышенной концентрации газа, но и охлаждение элементов конструкций из-за расширения газа при его утечках, например, из ёмкостей с повышенным давлением. Для решения задач дистанционного обнаружения мест утечек газов специальным образом адаптируются универсальные ТВП, специализирующиеся на формировании тепловизионного изображения в очень узкой спектральной области  $\Delta\lambda$ , характерной для конкретного газа. Изображение окружающего фона и деталей сюжета также наблюдается в выбранном диапазоне  $\Delta\lambda$ , однако избыточная концентрация газа искажает наблюдаемую картину и позволяет выявить аномальные области. Для реализации метода дистанционного обнаружения утечек газов требуется статистически обеспеченная база данных по их спектротрическим характеристикам. Например, фирма FLIR разработала и выпустила на рынок

серию ТВИ GF под фирменным названием GasFindIR, позволяющих обнаруживать газы, наименование которых приведено в следующем списке: Sulfur Hexafluoride (SF<sub>6</sub>) (элегаз), Acetyl Chloride, Acetic Acid, Allyl Bromide, Allyl Chloride, Allyl Fluoride, Ammonia (NH<sub>3</sub>), Bromomethane, Chloride Dioxide, Ethyl Cyanoacrylate, Ethylene, Furan, Hydrazine, Methylsilane, Methyl Ethyl Ketone, Methyl Vinyl Ketone, Propenal. Propene, Tetrahydrofuran. Trichloroethylene, Uranyl Fluoride, Vinyl Chloride, Vinyl Cyanide, Vinyl Ether.

На рисунке 3.5 иллюстрируются примеры наблюдения мест утечек газов с помощью ТВИ типа GasFindIR фирмы FLIR, заимствованные из рекламных материалов фирмы FLIR.

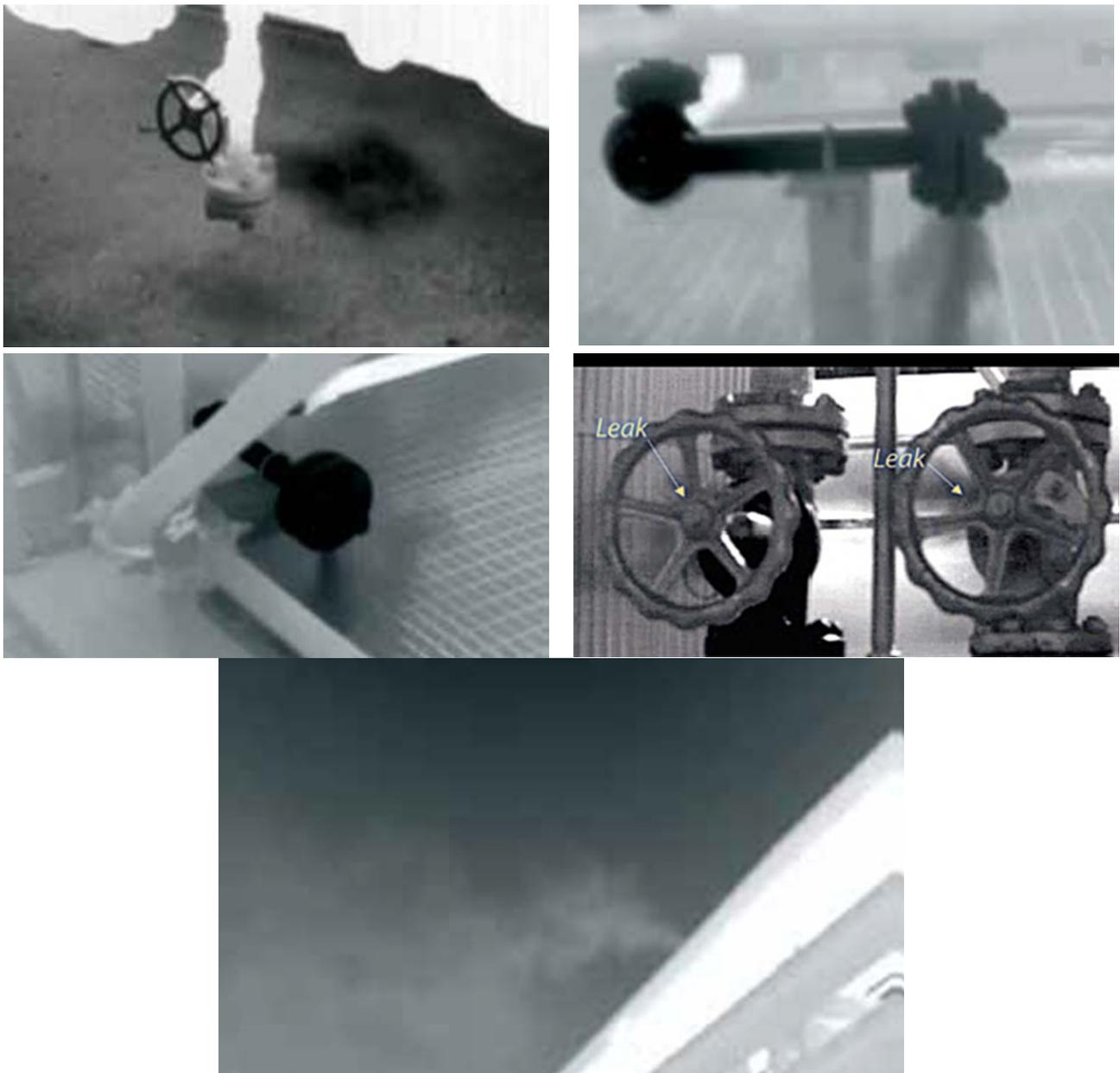


Рисунок 3.5 - Наблюдение мест утечек газов с помощью ТВИ ThermoCAM™ GasFindIR Spectral range Cooled InSb / 3.2–3.4 μm

## **Заключение**

Конечная задача дистанционных наблюдений с помощью ИК приборов состоит в получении такой содержательной информации, которая позволила бы оператору делать надёжный и долговременный прогноз развития наблюдаемой ситуации. Прогноз должен обеспечивать принятие оператором упреждающих и исчерпывающих ответных действий. Понимание содержательной структуры тепловизионной информации, лежащее в основе прогнозов такого рода, зависит, в первую очередь, от правильной (достоверной) интерпретации полученных данных, корректного учёта условий наблюдения и знания особенностей применяемого ИК прибора.

Тепловизионные изображения содержат информацию о динамике энергетического состояния объекта, которая дополняет привычный для человека его образ в видимом свете. Достоверная трактовка смыслового содержания тепловизионного изображения обеспечивается знанием зависимостей характеристик теплового поля наблюдаемых объектов от параметров физических факторов, участвующих в формировании и распространении ИК излучения. Изложенные в первой части «Пособия» сведения составляют универсальную базу знаний, обеспечивающую необходимую достоверность интерпретации результатов тепловизионных наблюдений при решении прямых и обратных задач дистанционного зондирования. Освоение накопленных сведений и приёмов их использования призвано обеспечить оператору квалификацию, достаточную для принятия решений разных степеней сложности в задачах в военного применения, в медицине, при экологическом мониторинге и в промышленности.

Связь приборных погрешностей и методических ошибок с ошибками и неопределённостями в интерпретации наблюдаемых данных при проведении дистанционных измерений характеристик тепловых полей излагается во второй части «Пособия».

## Литература

1. Брамсон М. А., ИК излучение нагретых тел, М., Наука, 1965, с. 222.
2. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов, М., Машиностроение, 1983, с. 696.
3. Справочник по ИК технике. Под ред. У. Волфа, Г. Цисиса: М.: Мир, 1995, с. 606.
4. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. М.: Мир, 1988, с.400
5. Тарасов В.В, Якушенков Ю.Г., Введение в проектирование оптико-электронных приборов: системный подход, М., Университетская книга, 2016. 486 с.
6. Поскачей А.А., Чубаров Е.П., «Оптико-электронные системы измерения температуры», Москва, Энергоатомиздат, 1988, 248 с.
7. ГОСТ 7601-78 Физическая оптика. Термины, буквенные обозначения и определения основных величин. М.: Изд-во стандартов, 1979.
8. Мензел. Основные формулы физики. М., Наука, 1960, с.359.
9. Шифрин К.С. Дистанционное зондирование океана с помощью ИК - радиации. Сб. науч. тр. Дистанционные методы изучения океана. Наука, Сиб. Отд., Горький, 1987.
- 10.Броунштейн А.М., Фролов А.Д. О методике расчёта спектрального пропускания в ИК окнах прозрачности атмосферы для приземных горизонтальных трасс// Вопр. ИК-спектроскопии атмосферы, Труды ГГО им. А.И. Воейкова. 1985. Вып.496, с. 70.
- 11.Филиппов В. Л, Иванов В. П., Яцык В. С., Атмосфера и моделирование ОЭС в динамике внешних условий, Казано, 2015, 632 с.
- 12.Балоев В. А., Ильин Г.И., Овсянников В.А., Филиппов В.Л., Эффективность, помехозащищённость и помехоустойчивость видовых оптико-электронных систем, Казань, Издательство Казанского Гос. Тех. университета, 2015, 424 с.
- 13.Броунштейн А.М. О погрешностях и ограничениях точности инженерных методик расчёта пропускания в ИК - окнах прозрачности атмосферы для приземных трасс //Вопр. ИК-спектроскопии атмосферы, Труды ГГО им. А.И. Воейкова. Вып. 496, 1985, с.113 - 126.

## СПИСОК КОНТРОЛЬНЫХ ВОПРОСОВ

№	Вопрос	Ответ	Раздел, в котором освещается данный вопрос
1.	Почему кривые спектральной плотности энергетической светимости АЧТ в вакууме $M^{\circ}_{\lambda}(\lambda, T)$ на рис.1.1 не пересекаются.		
2.	Какой рабочий спектральный диапазон ТВП нужно выбрать, если нужно измерить распределение температуры по поверхности листа стекла		
3.	Какой рабочий спектральный диапазон ТВП нужно выбрать, если нужно обнаружить на расстоянии человека внутри автомобиля с затемнёнными стёклами.		
4.	Как можно уменьшить потери тепловой энергии тела за счёт уменьшения той её доли, которая приходится на тепловое излучение тела в окружающее пространство		
5.	Как можно уменьшить потери тепловой энергии тела за счёт уменьшения той её доли, которая приходится на теплообмен тела с окружающей средой за счёт его теплопроводности.		
6.	Как можно уменьшить потери тепловой энергии тела за счёт уменьшения той доли, которая приходится на конвекционный теплообмен с окружающей средой		
7.	Как связана дисперсия флуктуаций излучения АЧТ с пороговой чувствительностью фотоприёмников		
8.	Чему равна температура тела по шкале температур Кельвина, если по шкале температур Цельсия она равна 36,6 °С		
9.	Что будет происходить с длиной волны, на которой объект излучает больше всего энергии, при увеличении его температуры		
10.	Рассчитать полную (интегральную во всём диапазоне электромагнитных волн) мощность теплового излучения человека, имеющего температуру поверхности тела + 36°С, коэффициент излучения $\epsilon = 0,96$ и площадь излучения 2 м <sup>2</sup>		

11.	Рассчитать баланс лучистого обмена (разность) мощностей теплового излучения человека и окружающего его фона, имеющего температуру +24 °С.		
12.	Плоский лист металла имеет коэффициент излучения, равный $\varepsilon = 0,6$ . Из него изготовили изделие сложной формы, содержащее полости и вогнутые поверхности. Как изменится общая излучательная способность изделия по отношению к плоскому листу металла		
13.	Какие составляющие атмосферы поглощают инфракрасное излучение		
14.	Какие составляющие атмосферы формируют её собственное инфракрасное излучение		
15.	Напишите формулу для описания зависимости между коэффициентом излучения $\varepsilon$ , коэффициентом отражения $\rho$ и коэффициентом пропускания $\tau$ полупрозрачного тела		
16.	Объект имеет коэффициент излучения $\varepsilon = 0.83$ , коэффициент отражения $\rho = 0.11$ . Чему будет равен коэффициент пропускания $\tau$		
17.	Как влияет цвет краски на поверхности окрашенного объекта на его радиационную температуру в диапазоне 3...5 мкм и 8...12 мкм		
18.	Какая поверхность имеет более высокий коэффициент излучения: кожа человека или полированный алюминий		
19.	Прозрачна или не прозрачна полиэтиленовая пленка в диапазоне 3...5 мкм и 8...12 мкм		
20.	Почему в справочниках по оптическим характеристикам материалов нет данных о значениях коэффициента излучения больших 1		
21.	Какой спектральный диапазон целесообразно выбрать для дистанционного измерения температуры объекта, если он находится в термобарокамере с кварцевым окном.		
22.	Какие искажения в тепловое поле наблюдаемого объекта вносит плёнка воды на его поверхности		
23.	Что такое «окна прозрачности» атмосферы. Каковы границы «окна прозрачности» атмосферы в ИК диапазоне		

24.	Оцените дальность видимого горизонта для случаев, когда Вы стоите на урзе морского берега и когда Вы стоите на палубе корабля на высоте 9 метров над уровнем моря.		
25.	Зачеркните некорректные записи температуры объектов: +25°C; +300°C; - 25°C; -300°C; 300 К; 25°K; -25 К; +2500°C; 2500 К		
26.	При каких условиях измеренная радиационная температура объекта может быть меньше его термодинамической температуры		
27.	При каких условиях измеренная радиационная температура объекта может быть больше его термодинамической температуры		
28.	При каких условиях измеренная радиационная температура объекта может быть равна его термодинамической температуре		
29.	Пропускание атмосферы на дистанции 1 км составляет 0,8. Каково пропускание той же атмосферы, но на дистанции 3 км; на дистанции 5 км, на дистанции 2,2 км; на дистанции 0,5 км		
30.	Плоский лист металла имеет коэффициент отражения 0,88. В нём проделано отверстие, обеспечивающее выход падающего на отверстие излучения после N отражений. Написать выражение для контраста собственного излучения в ИК диапазоне этого отверстия на фоне плоской поверхности листа металла		
31.	Плоский лист металла имеет коэффициент отражения 0,88. В нём проделано отверстие, обеспечивающее выход падающего на отверстие излучения после N отражений. Написать выражение для контраста отражённого излучения в ИК диапазоне этого отверстия на фоне плоской поверхности листа металла		
32.	Оцените, каково отношение энергетической светимости АЧТ при температуре 300 К в диапазоне 3,2 – 5,1 мкм к значению суммы энергетических светимостей АЧТ при температуре 300 К в двух поддиапазонах: 3,2-4,1 мкм + 4,4-5,1 мкм		

**Миссия Университета ИТМО** – открывать возможности для гармоничного развития конкурентоспособной личности и вдохновлять на решение глобальных задач.

---

Белоусов Юрий Иванович  
Постников Евгений Сергеевич

**Инфракрасная фотоника**  
**Часть I**  
**Особенности формирования и распространения**  
**ИК излучения**

**Учебное пособие**

В авторской редакции  
Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО  
Зав. РИО  
Подписано к печати  
Заказ №  
Тираж  
Отпечатано на ризографе

Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел  
Университета ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49